

Optische Informationsverarbeitung
in polychromatischem Licht

von
Hartmut Ortwin Bartelt
aus
Karlsruhe

1980

1981 # 182



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Optische Informationsverarbeitung in polychromatischem Licht

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades



vorgelegt

von

Hartmut Ortwin Bartelt

aus

Karlsruhe

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung:	25.11.1980
Vorstzender der Promotionskommission:	Professor Dr. H. Wegener
Erstberichterstatter:	Professor Dr. A. Lohmann
Zweitberichterstatter:	Professor Dr. O. Bryngdahl

Zusammenfassung	1
I. Das weiße Licht als Informationsträger	3
I.1. Das Spektrum	3
I.2. Wellenlängen-Multiplexing (Bedeutung, Geschichte, Status)	4
I.2.1. Spektrale Kanalkapazität	4
I.2.2. Übersicht zu Arbeiten mit polychromatischem Licht	6
I.3. Zeit und Frequenz	9
I.4. Darstellung der Lichtausbreitung	14
II. Integraloperationen in polychromatischem Licht	23
II.1. Typen von Integraloperationen	23
II.2. Wellenlängen-Codierung	26
II.2.1. Anwendungsmöglichkeiten	26
II.2.2. Übertragung eindimensionaler Funktionen	27
II.2.2.1. Prinzip eines wellenlängen-multiplexen Übertragungssystems	27
II.2.2.2. Übertragung von Waren-Codes	32
II.2.2.3. Übertragung von Lochstreifen-Daten	32
II.2.2.4. Parallele Übertragung elektronischer Information	36
II.2.3. Übertragung zweidimensionaler Funktionen	38
II.2.3.1. Erweiterungsmöglichkeiten auf zwei Dimensionen	38
II.2.3.2. Parallele Übertragung	39
II.2.3.3. Serielle Übertragung	41
II.2.3.4. Parallel-serielle Mischübertragung	45
II.2.3.5. Elektronische Bildabtastung	47
II.2.3.6. Multiplexe Übertragung	50
II.2.4. Codierung von Ortsfrequenzen	58
II.2.4.1. Pseudofarbendarstellung von Ortsfrequenzen	58
II.2.4.2. Experimentelle Anordnung	59
II.2.4.3. Pseudofarben proportional zur Wellenzahl	62
II.2.4.4. Farbcodierung von Mustern	63
II.3. Bild-Korrelation	66
II.3.1. Anwendung der Korrelationsoperation	66

II.3.2.	Prinzipieller Aufbau der wellenlängen-multiplexen Korrelation	66
II.3.3.	Zeichenerkennung	68
II.3.4.	Filterung mit nicht-redundanten Filtern	69
II.3.5.	Maßstabs-variante Korrelation eindimensionaler Signale	72
II.3.6.	Zweidimensionale Korrelation	74
II.4.	Bild-Transformation	76
II.4.1.	Eigenschaften linearer Transformation	76
II.4.2.	Experimentelle Anordnung	77
II.4.3.	Anwendung zur Hadamard-Transformation	79
II.5.	Zukunftsaussichten der Bildverarbeitung mit polychromatischem Licht	82
III.	Anhang	86
III.A.1.	Bezeichnungen	86
III.A.2.	Lichtquellen	87
III.A.2.1.	Spektrale Verteilung	87
III.A.2.2.	Kohärenz	90
III.A.2.3.	Statistische Eigenschaften	93
III.A.3.	Wellenlängenabhängige Effekte	96
III.A.3.1.	Brechung	96
III.A.3.2.	Beugung	99
III.A.3.3.	Reflexion und Transmission	101
III.A.4.	Optische Fasern	103
Farbtafel		22
Literaturverzeichnis		108
Dankeschön		113
Lebenslauf		114

Zusammenfassung

Die optische Informationsverarbeitung ist ein relativ modernes Teilgebiet der Optik, das sich besonders seit der Erfindung des Lasers entwickelt hat. Laser senden im allgemeinen nur rein monochromatisches, also einfarbiges Licht aus. Die meisten optischen Komponenten dagegen wie Linsen, Filter, Prismen, Gitter usw. erlauben auch die Verarbeitung von polychromatischem, also zum Beispiel weißem Licht. Durch monochromatische Beleuchtung läßt man daher einen großen Teil der Fähigkeiten eines optischen Systems ungenutzt. Eine Untersuchung der Möglichkeiten von Systemen mit polychromatischer Beleuchtung verspricht deshalb neuartige Methoden der optischen Informationsverarbeitung. Der zusätzliche Freiheitsgrad der Wellenlänge neben den Freiheitsgraden des Ortes x und y kann dabei auf zwei Arten ausgenutzt werden. Entweder führt das optische System für die verschiedenen Wellenlängen gleichartige Operationen (Redundanzserhöhung zur Rauschunterdrückung) oder unterschiedliche Operationen (Parallel- oder Multiplexbetrieb) aus.

In dieser Arbeit stehen die Multiplexmöglichkeiten zur Realisierung von drei verschiedenen Typen von Integraloperationen im Vordergrund. Diese mathematische Beschreibung umfaßt praktisch bedeutende Anwendungen wie die Wellenlängen-Codierung einer Ortskoordinate oder Ortsfrequenzkoordinate, die Intensitätskorrelation von Bildern und die Bildtransformation oder Matrixmultiplikation. Die Ortscodierung durch die Wellenlänge wird angewendet bei der parallelen Übertragung von Information durch eine einzelne optische Faser oder durch ein ungeordnetes Faserbündel. Eine Erweiterung dieser Methode führt dann auch auf die Übertragung von ganzen zweidimensionalen Bildern. Die Codierung von Ortsfrequenzen durch die Wellenlänge ermöglicht eine Methode zur Darstellung in Pseudofarben. Im Gegensatz zu üblichen Verfahren werden dabei lediglich schwarz-weiße Filter benötigt. Methoden zur Intensitätskorrelation finden bei der Zeichen- oder Mustererkennung Anwendung. Anders als bei der Korrelation im kohärenten und monochromatischen Fourier-Aufbau werden hier keine komplizierten Fourier-Hologramme als Referenzmuster verwendet, sondern die Objekt-

transparenzen selbst. Zur Bildtransformation (oder Matrixmultiplikation) in weißem Licht wird als Beispiel die Erzeugung einer Hadamard-Transformation gezeigt.

Wegen des eindimensionalen Charakters der Wellenlänge können die multiplexen Operationen zwar an zweidimensionalen Bildern, jedoch im allgemeinen nur bezüglich einer Dimension erfolgen. Die Korrelation zwischen zwei Bildvorlagen wird also zum Beispiel nur bezüglich der x-Koordinate vorgenommen. Andererseits besteht die Möglichkeit, die eindimensionalen Operationen durch Ausnutzen eines weiteren Parameters wie zum Beispiel der Zeit in eine zweidimensionale Version zu erweitern.

In jedem Fall bedeutet die Verwendung von polychromatischem Licht gegenüber einer monochromatischen Beleuchtung einen Gewinn von etwa 10^3 bis 10^6 zusätzlichen und unabhängigen Informationsträgern. Diese Werte entsprechen der Anzahl der verwendbaren Spektralkomponenten im sichtbaren Licht. Neben den Experimenten zur Ausnutzung dieser Möglichkeiten bei Integraloperationen werden in dieser Arbeit zur Einführung auch die Probleme von Zeit- und Zeitfrequenz-Koordinate in der Optik diskutiert. Ein Experiment dazu illustriert die Ausbreitung von Lichtimpulsen. Im Anhang sind schließlich physikalisch-technische Grundlagen zur Verwendung von polychromatischem Licht zusammengefaßt.

I. DAS WEISSE LICHT ALS INFORMATIONSTRÄGER

I.1. Das Spektrum

"Da gibt es auf dieser Welt einen Teufelskerl ..., der herausgefunden hat ..., welche Farben die Strahlen haben, aus denen sich das Licht zusammensetzt." (Voltaire). Dieser Teufelskerl heißt Newton. Er zerlegte Sonnenlicht mit einem Prisma in seine Spektralkomponenten und fügte diese wieder zu weißem Licht zusammen. Seine "Neue Theorie über Licht und Farben" bewies damit, daß weißes Licht zahlreiche und unabhängige Komponenten besitzt (Abb.I-1) /1/.

Ein entscheidender Schritt zur Erklärung des Lichts und zum Verständnis der Farben war getan. Farben üben einen schwer verständlichen und mehr irrationalen Reiz auf den Menschen aus. Nicht umsonst haben sich sowohl Künstler als auch Naturwissenschaftler intensiv mit ihnen beschäftigt. Besonders die Spektralfarben wie zum Beispiel im Regenbogen zeichnen sich durch eine eher geheimnisvolle Bewunderung aus. Farben werden verbunden mit dem Leben, sie gelten als das Lächeln der Natur.

Wir kennzeichnen heute die Spektralfarben durch ihre Wellenlänge λ . Weißes Licht enthält ein breites Spektrum von verschiedenen Wellenlängen. Im sichtbaren Bereich liegen diese Wellenlängen zwischen etwa 350nm und 750nm ($1\text{nm} = 10^{-9}\text{m} = 0,000\,001\text{mm}$). Newton's Erkenntnis von den unabhängigen Spektralkomponenten wird in den folgenden Kapiteln eine Anwendung finden. Verschiedene Wellenlängen sollen dabei unabhängig und parallel zur Informationsübertragung und Informationsverarbeitung ausgenutzt werden. Der Begriff "Wellenlängen-Multiplexing" umschreibt dabei die unterschiedlichen Möglichkeiten, die darin stecken.

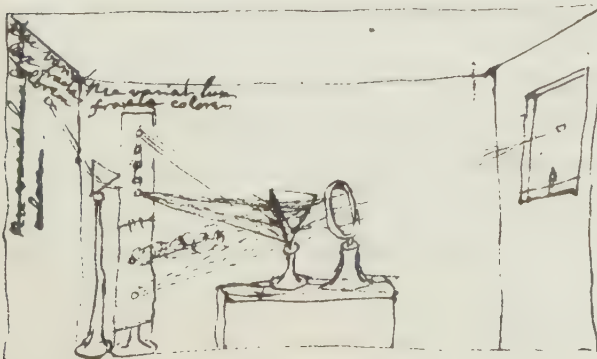


Abb. I-1
Newton's Aufbau zur
Zerlegung des Sonnen-
lichts

1.2. Wellenlängen-Multiplexing (Bedeutung, Geschichte, Status)

1.2.1. Spektrale Kanalkapazität

Das polychromatische Licht des sichtbaren Spektrums umfaßt im Vergleich zum monochromatischen Licht etwa 10^3 bis 10^6 unabhängige Wellenlängen-Kanäle als zusätzliche Informationsträger. Diese Werte geben die Anzahl der verwendbaren, spektralen Komponenten im sichtbaren Licht an. In jedem dieser Wellenlängen-Kanäle kann wiederum eine klassische optische Operation wie z.B. Abbildung, Fouriertransformation oder Faltung ausgeführt werden. Die polychromatische Beleuchtung erhöht also die bereits hohe Kapazität der monochromatischen Informationsverarbeitung um Zehnerpotenzen.

Zur Begründung dieser günstigen Einschätzung wollen wir zunächst die Anzahl der möglichen unabhängigen Informationsträger und damit der spektralen Kanäle berechnen, die als Quotient aus Spektralbereich und spektraler Auflösung gegeben ist. Dazu sollen zwei Wellenlängen als unabhängig bei der Ausbreitung betrachtet werden, wenn sie keine beobachtbaren Interferenzstrukturen hervorrufen. Besonders einfach wird die Beschreibung, wenn man von der Wellenlängen-Darstellung in eine Zeitfrequenz-Darstellung übergeht:

$$\Delta t \geq 1/\delta v_t \quad (1-1)$$

Dies bedeutet, daß bei einer Meßdauer von Δt keine Interferenzbilder mehr von zwei Zeitfrequenzen im Abstand δv_t aufgezeichnet werden. Die Interferenzstreifen bewegen sich dann während der Meßzeit um mehr als eine Streifenbreite. Für den entsprechenden Abstand der Wellenlängen folgt daraus:

$$\Delta t \geq 1/\delta v_t = \frac{1}{c(\frac{\delta \lambda}{\lambda_1 \lambda_2})} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{c \delta \lambda} \approx \frac{1}{c} \frac{\lambda^2}{\delta \lambda} \quad \text{mit} \quad \delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1 \quad (1-2)$$

c: Lichtgeschwindigkeit

Wellenlängen im Abstand $\delta \lambda$ können also unter dieser Voraussetzung als völlig unabhängige Kanäle aufgefaßt werden. Allerdings wird die theoretische Auflösung durch die natürliche Linienbreite (und Effekte der Linienverbreiterung) begrenzt:

$$\delta v_n = 1/\delta t_n \quad \begin{array}{l} \delta v_n: \text{natürliche Linienbreite} \\ \delta t_n: \text{zeitl. Dauer eines Wellenzuges} \end{array} \quad (1-3)$$

Bei einer Gasentladungslampe liegt die Dauer eines Wellenzuges z.B. in der Größenordnung von 10^{-8} s. Die kleinste, mögliche Kanalbreite δv_K eines Einzelkanals wird dann durch das Maximum von δv_t und δv_n gegeben:

$$\delta v_K = \frac{c}{\delta \lambda_K} = \text{Max} \{ \delta v_t, \delta v_n \} \quad (1-4)$$

Im allgemeinen wird aber bei der optischen Informationsverarbeitung die Kanalaufösung nur durch δv_t eingeschränkt, da die Meß- und Verarbeitungszeiten im Sekunden-Bereich liegen. Aus der Kenntnis von δv_t bzw. $\delta \lambda$, also dem Abstand von zwei unabhängigen Kanälen, können wir dann die Anzahl der trennbaren Informationsträger bei einem spektralen Gesamtbereich von Δv_t bzw. $\Delta \lambda$ einfach bestimmen:

$$\begin{aligned} N_\lambda &= \frac{\Delta \lambda}{\delta \lambda} = \frac{\Delta \lambda}{\frac{c}{\Delta v_t}} = \Delta v_t \Delta t \\ &= \frac{\Delta v_t}{\delta v_t} = \Delta v_t \Delta t \end{aligned} \quad \Delta t: \text{Meßzeit} \quad (1-5)$$

Um diesen Faktor N_λ , der uns die spektrale Kanalzahl angibt, wird die Informationskapazität IK eines monochromatischen Systems erweitert.

Im monochromatischen Fall beschreibt das Orts-Bandbreite-Produkt die Kanalzahl und damit die Fähigkeit, Information zu übertragen oder zu verarbeiten /9,10,11/:

$$IK = \Delta x \Delta v_x \quad \text{im eindimensionalen Fall} \quad (1-6)$$

Anschaulich darf man sich bei der Beschreibung zweidimensionaler Komponenten darunter z.B. die Anzahl der Bildpunkte nach einer Abbildung mit einer Linse (typisch 10^7 - 10^8) oder die Anzahl der unterscheidbaren Punkte auf einer holographischen Platte (typisch 10^9) vorstellen. Diese Größe müßte im polychromatischen Fall in ein Orts-Zeit-Bandbreite-Spektrum-Produkt erweitert werden:

$$IK = \Delta x \Delta v_x \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} = \Delta x \Delta v_x \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} \Delta l \quad (1-7)$$

Die Informationskapazität wird daher durch eine große spektrale Breite $\Delta \lambda$ und durch eine lange Meßdauer Δt bzw. ein großes Δl erhöht. Δl entspricht dabei der Strecke, die ein Wellenzug während der Messung zurücklegt. Gleichwertig mit dieser Darstellung ist:

$$IK = \Delta x \Delta v_x \Delta t \Delta v_t \quad (I-8)$$

Eine kurze Übersichtsrechnung gibt nun einen Eindruck von der Anzahl der möglichen, unabhängigen Wellenlängen-Kanäle:

$$\Delta \lambda = 250 \text{ nm}$$

$$\bar{\lambda} = 500 \text{ nm}$$

$$\Delta t = \frac{1}{3} 10^{-8} \text{ s}$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

$$\text{spektrale Kanalzahl } N_{\lambda} = \frac{\Delta \lambda}{\delta \lambda} = 10^6 \text{ Kanäle} \quad (I-9)$$

Die Möglichkeiten sind also durchaus beeindruckend, selbst wenn man die tatsächlich verwendbare Anzahl zur Redundanzhöhung um einige Zehnerpotenzen vermindert. Die realisierbare Kanalzahl wird dann wesentlich von den praktischen Gegebenheiten abhängen.

1.2.2. Übersicht zu Arbeiten mit polychromatischem Licht

Natürlich blieben diese Möglichkeiten des polychromatischen Lichtes auch bisher nicht völlig unbeachtet bei der optischen Informationsverarbeitung. Dennoch sind Ansätze für eine wirklich intensive Ausnutzung und Vorschläge für neuartige Operationen relativ selten. Die wichtigsten Arbeiten dazu wollen wir im folgenden kurz zusammenstellen.

Für die Ausnutzung des zusätzlichen Freiheitsgrades der Wellenlänge bieten sich verschiedene Anwendungen an:

Übertragung von Information

Verarbeitung von Information

Speicherung von Information

Darstellung von Information

Der Gedanke, Wellenlängen-Multiplexing bei der Informations-Übertragung zu verwenden, ist relativ alt. Vom Beginn dieses Jahrhunderts stammt bereits ein Patent von Downes /12/. Aufgenommen wurden diese Ideen später wieder von Lindenblad /13/, Karthashev /14/, Armitage, Lohmann und Paris /15/. Als Mittel zur Redundanzhöhung bei Faserbündeln wurde

Wellenlängen-Multiplexing von Koester /16/ verwendet. Besonders die Entwicklung von optischen Fasern mit sehr geringer Dämpfung macht die Verwendung von polychromatischem Licht interessant /17,18/. Die Optik bietet dabei den Vorteil enorm hoher Bandbreiten, z. B. für sichtbares Licht:

$$\Delta\nu_t \approx 0,5 \cdot 10^{15} \text{ Hz} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} \lambda_1 = 350 \text{ nm} \\ \lambda_2 = 750 \text{ nm} \end{array} \quad (I-10)$$

Ausgenutzt werden heute mit quasi-monochromatischem Licht weniger als 10^8 Hz Modulationsbreite. Wellenlängen-Multiplexing, das in der Elektronik dem Frequenz-Multiplexing entspricht, kann daher die Übertragungskapazität wesentlich erhöhen oder auch die Codiertechniken vereinfachen /19-22/. Versuche zur Anwendung von Wellenlängen-Multiplexing im infraroten Spektralgebiet laufen vor allem in Japan /23/. Hauptprobleme bei experimentellen Systemen sind dabei stets die Multiplexkomponenten am Eingang und am Ausgang der Faser /24/. Eine Modulation des Spektrums auf interferometrischem Wege nutzten Cielo und Delisle zur Informationsübertragung /25,26/.

Die Attraktivität der echten Informationsverarbeitung in weißem, temporal inkohärentem Licht hatte unter der Erfindung des Lasers gelitten. Einige Ansätze in der Holographie sind bei Leith et al. zu finden /27/. Es existieren verschiedene Vorschläge für die Anwendung bei einer optischen Korrelation und bei spatialer Filterung /28-33/. Sinnvoll kann die Verwendung von Farbkanälen auch bei der inkohärenten Verarbeitung von reellen oder komplexen Signalen werden /34-36/. In zunehmendem Maße werden in neuerer Zeit Methoden zur Erzeugung von Pseudofarben beschrieben, vor allem zur Codierung von spatialen Frequenzen /37-42/. Mit verschiedenen Möglichkeiten von wellenlängen-multiplexen Systemen im Rahmen der "Orts-Zeit-Optik" ist man an der Universität Besancon (Frankreich) befaßt /43/. Der Einfluß von zeitlich konstanten Blenden auf die spektrale Verteilung des Lichtes im Beugungsbild wird dabei wie eine zeitliche Modulation beschrieben.

Auf die Speicherung von Information wird in den folgenden Kapiteln nicht weiter eingegangen. Trotzdem soll auch kurz ein neues Verfahren zur Speicherung durch Wellenlängen-Multiplexing

erwähnt werden /44/, das einen Vorgänger in der wellenlängen-empfindlichen Lippmann-Photographie besitzt /2/. Dabei kommen Materialien zur Anwendung, bei denen Absorptionslinien für bestimmte Wellenlängen gezielt eingebrannt werden können ("Hole Burning"). Diese Absorptionslinien werden dann beim Auslesen als gespeicherte "bits" interpretiert.

Das Interesse an der Ausnutzung von polychromatischem Licht wächst. Dies ist einerseits auf die Erkenntnis zurückzuführen, daß hier ein neuer Freiheitsgrad gewonnen wird. Er ermöglicht neue Typen von optischer Informationsverarbeitung oder verbessert zumindest das Signal-zu-Rausch-Verhältnis durch redundante Verarbeitung /45,46/. Auf der anderen Seite fördern die Fortschritte bei polychromatischen Lasern diese Entwicklung. Als kompakte Lichtquellen gewinnen Laser-Dioden und lichtemittierende Dioden LED's in weiten Spektralbereichen zunehmend an Bedeutung. Doch auch klassische weiße Lichtquellen bleiben wegen ihres günstigen Preis-Leistungsverhältnisses interessant.

1.3. Zeit und Frequenz in der Optik

Die Natur von polychromatischem oder weißem Licht, das kontinuierlich alle Wellenlängen eines weiten Spektralgebietes enthält, ist nicht einfach zu beschreiben. Dies hängt eng mit der Problematik der Größen Zeit und (Zeit-) Frequenz in der Optik zusammen. Ein Paradoxon von Carvallo illustriert diese Schwierigkeiten /3/. Wenn wir dazu annehmen, daß weißes Licht aus einer Kombination von unendlich langen, monochromatischen oder monofrequenten Wellenzügen besteht und ein Spektroskop das weiße Licht nach diesen Komponenten zerlegt, dann müßte es wegen der unendlich langen Wellenzüge möglich sein, das Spektrum auch vor dem Einschalten und nach dem Ausschalten der Lichtquelle zu beobachten. Dieses Paradoxon scheint offensichtlich der Kausalität der Zeitkoordinate zu widersprechen. Die scheinbaren Widersprüche rühren her von einer idealisierten und damit unrealistischen Darstellung des weißen Lichtes.

Mathematisch wird das Problem der Beschreibung von weißem Licht durch die Fourier-Analyse gelöst. Ein analytisches oder komplexes Signal $V(t)$ läßt sich eindeutig durch eine Fouriertransformation nach Frequenzen ν_t in ein Spektrum zerlegen:

$$\begin{aligned}\tilde{V}(\nu_t) &= \int V(t) \exp(-2\pi i \nu_t t) dt \\ V(t) &= \int \tilde{V}(\nu_t) \exp(+2\pi i \nu_t t) d\nu_t\end{aligned}\quad \tau = 1/\nu_t \quad (I-11)$$

Umgekehrt liegt bei bekannter Spektralverteilung auch das Signal eindeutig fest. Außerdem gilt bei endlichen Integrationsgrenzen eine Unschärferelation:

$$\Delta \nu_t \Delta t \gg 1 \quad (I-12)$$

In der physikalischen Meßtechnik ist jedoch eine direkte Bestimmung der Größen $V(t)$ oder $\tilde{V}(\nu_t)$ nicht möglich. Dies liegt hauptsächlich an den kurzen Oszillationsperioden des Lichtes $\tau = 1/\nu_t$ von etwa 10^{-15} s, die weit kürzer sind als die Ansprechzeiten der Meßgeräte. Eine weitere Einschränkung bedeutet die Tatsache, daß Lichtempfänger stets nur die Intensitäten registrieren. Die Auswirkungen dieser beiden Effekte wollen wir nun im einzelnen betrachten. Wegen der quadratischen Empfindlichkeit können wir z. B. nur $|\tilde{V}(\nu_t)|^2$ an Stelle von $\tilde{V}(\nu_t)$ bestimmen. Aus dem Betragsquadrat läßt sich aber lediglich die Autokorrelation von $V(t)$, nicht aber mehr $V(t)$ selbst ableiten (Wiener-Khintchine-Theorem /2/):

$$|\tilde{v}(v_t)|^2 \rightarrow \int v(t'-t) v^*(t') dt' \quad (I-13)$$

Um die Auswirkungen der Zeitmittelung bei der Lichtmessung beurteilen zu können, wollen wir zunächst drei Zeitkonstanten einführen:

τ : Oszillationsperiode, typisch 10^{-15} s

Δt_C : Korrelationsdauer, zwischen 10^{-14} s und 1 s

Δt_M : Makrozeitkonstante, typisch zwischen 10^{-9} s und 1 s

Die Oszillationsperiode τ beschreibt die bereits in Gleichung (I-11) verwendete Periode einer Schwingung.

Die Korrelationsdauer Δt_C erhalten wir aus einem Scharmittel von Messungen des analytischen Signals wie in Beziehung (I-13):

$$\Gamma(t) = \langle v(t'-t) v^*(t') \rangle \quad (I-14)$$

mit $\langle \quad \rangle$ Scharmittel

Die Korrelationsdauer gibt dabei ein Maß für die Halbwertsbreite von $\Gamma(t)$ (Abb. I-2). Bei weißem Licht umfaßt Δt_C Werte von etwa 10^{-15} bis 10^{-14} s und bildet damit nahezu eine deltaförmige Autokorrelation. Für das entsprechende analytische Signal $v(t)$, das eine solche Form der Autokorrelation bewirkt, sind ganz verschiedene Modelle wie in Abb. I-3 denkbar. Es handelt sich aber dabei nur um Modellvorstellungen.

Das experimentell bestimmbare Spektrum erhalten wir aus $\Gamma(t)$ durch eine Fouriertransformation:

$$\langle |\tilde{v}(v_t)|^2 \rangle = \int \Gamma(t) \exp(-2\pi i v_t t) dt \quad (I-15)$$

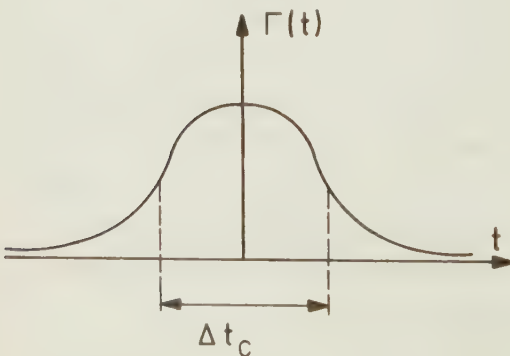


Abb. I - 2
Korrelationsdauer des
analytischen Signals

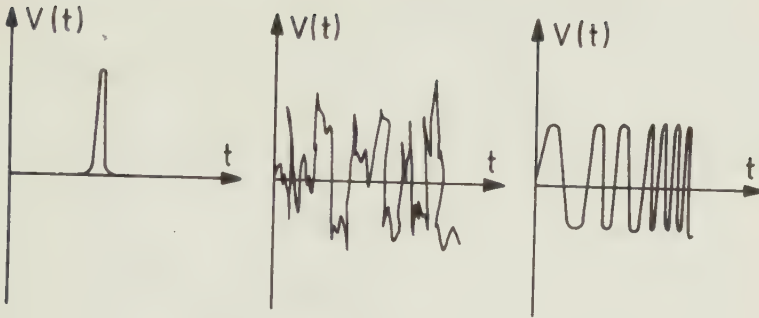


Abb. 1-3 Verschiedene Signale mit deltaförmiger Autokorrelation als Modelle für weißes Licht

Jeder Spektralapparat wirkt also in diesem Sinne als Komponente zur zeitlichen Fouriertransformation von $I(t)$ ähnlich zur Linse als Fouriertransformator im Ortsbereich. Die Bandbreite des Spektrums $\Delta\nu_C$ folgt direkt als Kehrwert von Δt_C , d.h. $\Delta\nu_C = 1/\Delta t_C$. Je schmaler der Korrelationspeak ist, desto stärker tritt also der Charakter des weißen Lichtes mit einem relativ breiten Spektrum in den Vordergrund.

Die dritte Größe Δt_M umschreibt als Makrozeitkonstante ganz verschiedenartige äußere Einflüsse wie die Mittelungsdauer bei der Lichtmessung oder eine zusätzliche externe Modulation. Deshalb schwanken auch die möglichen Werte über einen großen Zeitbereich zwischen etwa 10^{-9} s und mehreren Stunden. Besonders lange Integrationszeiten können z. B. bei photographischen Aufnahmen vorkommen, die typisch etwa 10^{-2} s betragen, in Extremfällen aber auch bei 10^{-3} s oder 10^{+4} s liegen können. Zur externen Modulation des Lichtes dienen z. B. Effekte aus der Polarisationsoptik (Kerr-Zelle, KDP), aus der Akustooptik (akusto-optische Modulatoren) oder auch mechanische Bewegungen von Spiegeln in einem Interferometer. Bei externer Modulation können sehr kurze Perioden im Bereich von 10^{-9} s erreicht werden [6].

Für die Beurteilung von Experimenten bei denen das Spektrum des Lichtes moduliert wird, sind nun die Größenverhältnisse zwischen den Zeitkonstanten von Bedeutung. Die Periode τ kann dabei als kleinste Größe vorausgesetzt werden:

$$\tau \ll \Delta t_C \quad (I-16)$$

$$\tau \ll \Delta t_M$$

Bei Δt_C und Δt_M müssen wir aber zwei verschiedene Fälle unterscheiden:

$$\Delta t_M < \Delta t_C \quad \text{echte Modulation} \quad (I-17)$$

$$\Delta t_M > \Delta t_C \quad \text{unechte Modulation}$$

Wir wollen zunächst die echte Modulation durch ein Beispiel erläutern. Abb. I-4 zeigt ein gaußförmiges Wellenpaket, das zusätzlich mit einer Periode Δt_M moduliert wurde. Zur Vereinfachung gehen wir bei der mathematischen Beschreibung zum Realteil des analytischen Signals über:

$$\begin{aligned} \text{Re}[V(t)] &= \cos(2\pi\nu_t t) \exp(-\pi(t/\Delta t_C)^2) \cos(2\pi t/\Delta t_M) \\ &= \text{Re}[V_0(t)] \cos(2\pi t/\Delta t_M) \end{aligned} \quad (I-18)$$

Für das Spektrum folgt daraus:

$$\langle |\tilde{V}(\nu_t)|^2 \rangle = \langle |\tilde{V}_0(\nu_t)|^2 \rangle * [\delta(\nu_t - 1/\Delta t_M) + \delta(\nu_t + 1/\Delta t_M)] \quad (I-19)$$

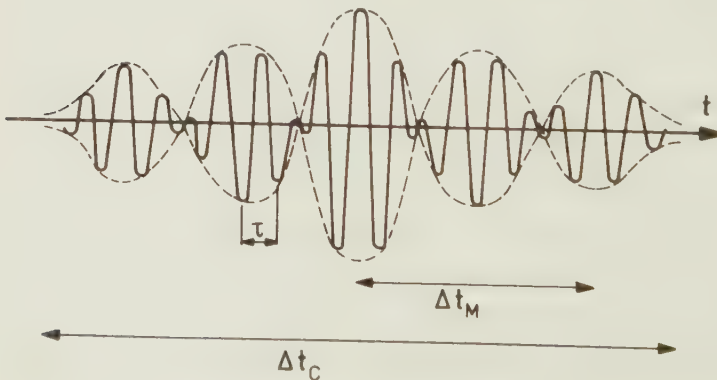


Abb. I-4 Echte Modulation eines gaußförmigen Wellenpaketes

Das ursprüngliche Spektrum tritt dann also zweifach um jeweils $\pm 1/\Delta t_M$ verschoben auf. Ein solches Experiment wurde schon vor etwa 20 Jahren tatsächlich durchgeführt /47/. Die Strahlung einer Hg-Lampe wurde dazu mit einem Fabry-Pérot-Interferometer auf eine Kohärenzlänge von etwa 300m verlängert. Das entspricht einer Korrelationsdauer von $\Delta t_C = 1\mu s$. Eine Kerrzelle modulierte danach dieses Licht mit einer Periode von $\Delta t_M = 0,1\mu s$. Bei einer anschließenden Analyse mit einem weiteren Fabry-Pérot-Interferometer fand man die um $\pm 10^7$ Hz verschobenen Spektrallinien als Seitenbänder der Amplitudenmodulation.

Den genau umgekehrten Effekt kann man im übrigen bei der Überlagerung von zwei eng benachbarten Spektrallinien erreichen. Es tritt dann als Schwebung eine zeitliche Modulation in der gemessenen Intensität des Lichtes auf:

$$\begin{aligned} \cos[2\pi(\nu_t + 1/\Delta t_M)] + \cos[2\pi(\nu_t - 1/\Delta t_M)] &= \\ &= 2 \cos(2\pi\nu_t t) \cos(2\pi t/\Delta t_M) \end{aligned} \quad (I-20)$$

Solche Experimente wurden zum Beispiel mit Hg-Linien durchgeführt, die durch den Zeeman-Effekt aufgespalten worden waren /2/. Heute sind diese Modulations-Experimente durch die Verwendung von Laser-Licht natürlich wesentlich einfacher.

In dieser Arbeit wird jedoch ausschließlich "unechte" Modulation angewendet. Die Modulation erfolgt dabei so langsam, daß die entsprechenden Frequenzverschiebungen gegenüber ν_t vernachlässigt werden dürfen. Praktisch wird dieser Typ der Modulation häufig durch eine zeitlich (langsam) veränderliche Blende $M(t, \nu_t)$ im Spektrum durchgeführt, z. B. bei Modulationstechniken in der Spektrometrie /5/:

$$\langle |\tilde{V}(\nu_t)|^2 \rangle = \langle |\tilde{V}(\nu_t)|^2 \rangle M(t, \nu_t) \quad \text{mit } \Delta t_M \ll 1/\nu_t \quad (I-21)$$

Abschließen wollen wir diesen Abschnitt über Zeit und Frequenz mit der Erwähnung einer Zeitmeßmethode für den Pikosekunden-Bereich, die Korrelationen höherer Ordnung auswertet. Dazu müssen nicht die Amplituden sondern die Intensitäten des analytischen Signals miteinander korreliert werden:

$$r_2(t) = \langle |V(t'+t)|^2 |V(t')|^2 \rangle \quad (I-22)$$

Zur Messung dienen nicht-lineare Effekte, die auf das Quadrat der Intensitäten ansprechen /10/.

1.4. Darstellung der Lichtausbreitung

Aufnahmen von Lichtimpulsen bei der Ausbreitung im freien Raum und beim Durchgang durch optische Komponenten (Abb. 1-9,10) zeigen wir in diesem Abschnitt. Natürlich ist es wegen der hohen Geschwindigkeit nicht ohne weiteres möglich, das Licht direkt bei der zeitlichen Ausbreitung zu photographieren. Eine geschickte Codiertechnik erlaubt es uns aber dennoch, nachträglich die Orte eines Lichtimpulses für verschiedene Zeiten sichtbar zu machen und aufzunehmen. Wir erreichen damit den Effekt von Kurzzeitbelichtungen im Bereich von etwa $5 \cdot 10^{-12} \text{ s} = 5 \text{ ps}$.

Die verwendete Methode hängt zwar nur relativ lose mit der Thematik dieses Hauptkapitels zusammen, aber sie läßt sich nach der Diskussion von Zeit und Frequenz hier besonders gut verstehen und illustriert außerdem anschaulich das Verhalten von Lichtimpulsen. Die Grundidee geht zurück auf N. Abramson, der Aufnahmen von der Reflektion einer ebenen Welle an einem Spiegel veröffentlicht hat /48/. Zum besseren Verständnis unserer Technik wollen wir zunächst die Methode von N. Abramson kurz erläutern (Abb. 1-5).

Das Licht von einem Laser wird aufgeteilt in eine Objekt- und eine Referenzwelle. Die Objektwelle fällt auf eine weiße Wand und wird nach allen Richtungen gestreut. Die Referenzwelle produziert mit diesem Streulicht ein Interferenzmuster, das auf einer holographischen

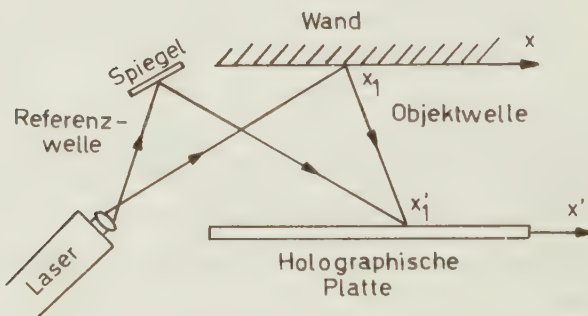


Abb. 1-5 · Aufbau von N. Abramson für "Light-in-flight holography" /48/

schen Platte aufgenommen wird. Praktisch entsteht dadurch ein Hologramm von der beleuchteten Wand. Der Trick von Abramson beruht nun darauf, Laserlicht mit einer sehr geringen Kohärenzlänge zu verwenden. Ein stehendes Interferenzmuster bildet sich dann nur, wenn praktisch kein Gangunterschied zwischen dem streuenden Licht von der Wand und der Referenzwelle vorliegt. Für jeden beleuchteten Objektpunkt auf der Wand (z. B. x_1) kann diese Bedingung nur in einem engen Gebiet x'_1 in der Hologrammebene erfüllt werden. Das eigentliche Hologramm eines solchen Punktes umfaßt daher nur einen sehr kleinen Bereich auf der Photoplatte. Die Rekonstruktion aus diesem Teilstück des Hologramms würde wieder genau den Objektpunkt auf der Wand zeigen. Entsprechend rekonstruieren andere Teile des Hologramms weitere Punkte der beleuchteten Wand. Die Aufnahmetechnik wirkt also so, als ob nebeneinanderliegende Hologrammplatten zeitlich in kurzen Abständen nacheinander belichtet würden. Es besteht damit ein direkter Zusammenhang zwischen den Punkten auf der Wand (und damit der Zeit, zu der dort ein Lichtimpuls eintreffen würde) und den Positionen auf der holographischen Platte. Je nach dem Teilbereich, der zur Rekonstruktion beleuchtet wird, kann man den Lichtort zu verschiedenen Zeiten sichtbar machen. Allerdings zeigt die Rekonstruktion nur simulierte Lichtimpulse im Gegensatz zu Bildern von Pikosekunden-Laserimpulsen /6/, da ja bei der Aufnahme über relativ lange Belichtungszeiten gemittelt wird. In der Zwischenzeit wurden aber von N. Abramson auch Experimente mit Farbstofflasern und einer Pulsdauer von $10 \cdot 10^{-12}$ s durchgeführt /49/.

Unsere Methode verwendet im Gegensatz dazu völlig kohärentes Licht und liefert eine bessere Zeitauflösung als das ursprüngliche Experiment von N. Abramson. Bei unserem Codierungsverfahren wird die Zeit durch eine örtliche (spatiale) Frequenz verschlüsselt. Eine nachträgliche Filterung der spatialen Frequenzen kann dann die Position des Lichtes zu den verschiedenen Zeiten sichtbar machen. Zur Verdeutlichung dieser Methode wollen wir zunächst den prinzipiellen Aufbau zur Aufnahme betrachten (Abb. 1-6). Im einfachsten Fall entsteht das Interferenzmuster aus der Objektwelle von einer Linienquelle, also einer zylindrischen Welle, und einer ebenen Referenzwelle. Als Referenzmuster erwarten wir eine Fresnel-Zonen-Platte, bei der die Ortsfrequenz monoton nach außen zunimmt. Damit liegt eine eindeutige Beziehung zwischen dem Ort auf der holographischen Platte x und der Ortsfrequenz ν_x vor: $\nu_x \leftrightarrow x$.

LINIEN QUELLE EBENE REFERENZWELLE

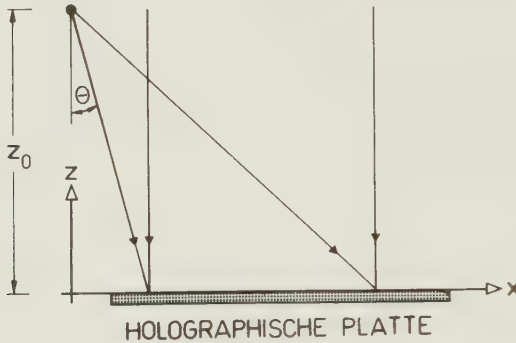


Abb. I-6
Aufbau zur Aufnahme
des Interferenzmusters

Aber auch der Zeitpunkt t , zu dem ein Lichtimpuls von der Linienquelle auf der holographischen Platte eintreffen würde, hängt eindeutig mit dem Ort x zusammen: $x \leftrightarrow t$. In Kombination beider Relationen folgt eine Beziehung zwischen Zeit und Ortsfrequenz ($\nu_x \leftrightarrow t$), die wir als Codierung der "Zeit" bei der Ausbreitung des Lichtes ausnutzen können. Allerdings handelt es sich auch hier um keine echten sondern um simulierte Lichtimpulse. Tatsächlich sichtbar gemacht werden die Orte konstanter Laufzeitdifferenz der monochromatischen Welle relativ zur Lichtquelle.

Zur Ableitung unserer Codierbeziehung zwischen Zeit und Ortsfrequenz wollen wir nun zu einer mathematischen Darstellung übergehen. Die Objektwelle kann dabei beschrieben werden als:

$$O(x) = A(x, z_0) \exp[(2\pi i/\lambda)(x^2 + z_0^2)^{1/2}] \quad (I-23)$$

Die Referenzwelle besitzt die einfache Form:

$$R(z) = \exp(-2\pi i z/\lambda) = 1 \quad \text{bei } z = 0 \quad (I-24)$$

Daraus folgt das entstehende Interferenzmuster:

$$|O(x)+1|^2 = 1 + A^2 + 2 A \cos[(2\pi/\lambda)(x^2 + z_0^2)^{1/2}] \quad (I-25)$$

Die lokale Ortsfrequenz erhält man bei Vernachlässigung der ersten beiden langsam veränderlichen Summanden als:

$$v_x = \frac{x}{\lambda} (x^2 + z_0^2)^{-1/2} \quad (I-26)$$

Um einen Zusammenhang mit der Zeitkoordinate herzustellen, soll nun ein Impuls betrachtet werden, der von der Lichtquelle zur Zeit $t=0$ ausgeht. Seine Ankunftszeit t auf der Photoplatte hängt von der Ortskoordinate x ab:

$$t = (x^2 + z_0^2)^{1/2} / c \quad c: \text{Lichtgeschwindigkeit} \quad (I-27)$$

Zusammen mit Gleichung (I-26) kann daraus eine Beziehung zwischen der Zeitkoordinate t und der Ortsfrequenz v_x abgeleitet werden:

$$t = (z_0/c) (1 - \lambda^2 v_x^2)^{-1/2} \quad (I-28)$$

Es besteht damit ein eindeutiger Zusammenhang zwischen t und v_x . Falls nun eine optische Komponente mit (x,y) -Abhängigkeit in den Aufbau gebracht wird, bleibt die Beziehung (I-28) gültig (Abb. I-7). Allerdings können jetzt auch v_y -Komponenten der Ortsfrequenzen auftreten:

$$v_x \rightarrow v = \sqrt{(v_x^2 + v_y^2)} \quad (I-29)$$

Das zweite Problem nach der codierten Aufnahme besteht darin, den Ort des Lichts zu einem bestimmten Zeitpunkt wieder sichtbar zu machen. Für die Zeit-Frequenz-Decodierung wird das Interferenzmuster wie im Aufbau in Abb. I-8 spatial gefiltert. Ein Ringfilter läßt dabei nur das Licht eines schmalen Ortsfrequenzbereichs passieren. Allein der Bereich dieser Ortsfrequenzen

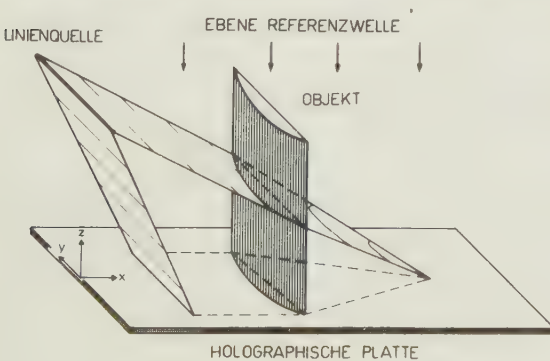


Abb. I-7
Aufbau mit Zylinderlinse
als Objekt

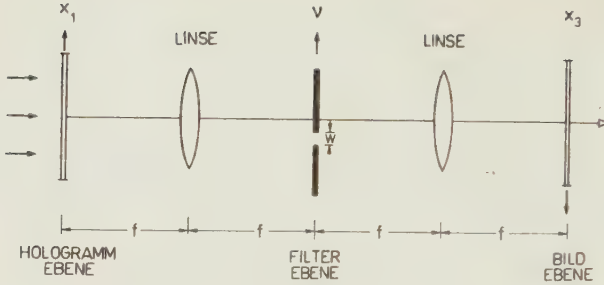


Abb. I-7
Aufbau zur spatialen
Filterung

wird dann im Bild hell erscheinen. Nach Gleichung (I-28) werden genau diejenigen Bildteile beleuchtet, die ein Lichtpuls zur Zeit $t = (z_0/c)(1 - \lambda^2 v^2)^{-1/2}$ auf der Photoplatte getroffen hätte. Eine Änderung der gefilterten Frequenz verschiebt dann auch die sichtbaren Zeitausschnitte.

An Stelle des ringförmigen Filters genügt in vielen Fällen ein einfacher Spalt. Eine optimale Zeitauflösung hängt dabei wesentlich von der Spaltbreite ab. Ein sehr breiter Spalt ist für einen weiten Ortsfrequenzbereich durchlässig und führt daher zu einem entsprechend verbreiterten Bild. Ein sehr enger Spalt dagegen verursacht Bildunschärfe durch Beugung. Zur Abschätzung der optimalen Spaltbreite soll nun ein Spalt der Breite W betrachtet werden, der einen Ortsfrequenzbereich Δv ausfiltert:

$$\Delta v = W/\lambda f = v_R - v_L = 1/\Delta x_F \quad (I-30)$$

Der im Bild hell erleuchtete Bereich $\Delta x_F = x_R - x_L$ folgt daraus mit Gleichung (I-26):

$$\frac{x_R}{\lambda(x_R^2 + z_0^2)^{1/2}} - \frac{x_L}{\lambda(x_L^2 + z_0^2)^{1/2}} \simeq \frac{\Delta x_F}{\lambda(x^2 + z_0^2)^{1/2}} \quad \text{mit } \Delta x_F \ll \frac{x_R + x_L}{2} \quad (I-31)$$

$$\Delta x_F = (W/f) (x^2 + z_0^2)^{1/2} (x^2 + z_0^2)^{1/2}$$

Dabei bezeichnet Δx_F die Größe des Bildes verursacht durch die endliche Breite des gefilterten Ortsfrequenzbereichs. Damit muß die Verbreiterung Δx_D verglichen werden, die durch Beugungseffekte hervorgerufen wird:

$$\Delta x_D = 2\lambda f/W \quad (I-32)$$

Sowohl Δx_D als auch Δx_F sollen nun durch Wahl einer geeigneten Spaltbreite W gleichzeitig minimiert werden. Für den optimalen Fall verwenden wir $\Delta x_D = \Delta x_F$ als Kriterium :

$$W = f (2\lambda)^{1/2} (x^2 + z_0^2)^{-1/4} \quad (I-33)$$

Daraus folgt eine Breite des Impulsbildes von:

$$\Delta x = (2\lambda)^{1/2} (x^2 + z_0^2)^{1/4} \quad (I-34)$$

Die entsprechende Zeitauflösung ergibt dann:

$$\Delta t = (2\lambda)^{1/2} (x/c) (x^2 + z_0^2)^{-1/2} \quad (I-35)$$

Bei den experimentellen Aufnahmen mit einem Abstand von $z_0 = 13\text{cm}$ und einem Bereich von $14\text{cm} \times 20\text{cm}$ traten allerdings so hohe spatiale Frequenzen auf, daß eine nachträgliche, optische Filterung nicht möglich war. Zur Reduzierung der hohen Ortsfrequenzen können aber Doppelbelichtungs-Hologramme mit zwei verschiedenen Wellenlängen λ_1 und λ_2 aufgenommen werden. Das auftretende Moire-Muster enthält dann die Differenzfrequenzen:

$$\begin{aligned} \nu &= \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \frac{x}{(x^2 + z_0^2)^{1/2}} \\ &= \frac{1}{\lambda_E} \frac{x}{(x^2 + z_0^2)^{1/2}} \end{aligned} \quad (I-36)$$

Dabei beträgt die effektive Wellenlänge $\lambda_E = K\lambda$. Bei Verwendung von $\lambda_2 = 515\text{nm}$ und $\lambda_1 = 488\text{nm}$ können damit die Ortsfrequenzen um einen Faktor $K=19$ verkleinert werden. Dies reicht aus, um die Aufnahmen optisch weiterverarbeiten zu können. Tatsächlich ist es auch nicht notwendig, die Doppelbelichtung durchzuführen. Es genügt, eine Interferenzaufnahme mit λ_1 vorzunehmen und danach die photographische Platte im gleichen Aufbau mit dem Objekt bei λ_2 zu beleuchten. Für einen Teil der nachfolgenden Ergebnisse wurde dieser Trick angewandt.

Wir beginnen in Abb.I-9 mit Bildern von der Ausbreitung einer ebenen Welle. Abb.I-9b entspricht einer Langzeitaufnahme und Abb.I-9e bis 9g zeigt drei rekonstruierte Bilder eines Lichtimpulses zu verschiedenen Zeiten. Die Zeitauflösung entspricht etwa $5,3\text{ps}$ und zwischen den Bildern besteht ein Zeitunterschied von etwa 20ps . Für Abb.I-9c wurden einige Spalte

nebeneinander mit gleichem Abstand als Filter verwendet, so daß der Eindruck eines Wellenpaketes entsteht. Mit einem Gitter als Filter, d.h. sehr vielen Spalten nebeneinander, erhält man wie in Abb. I-9d das Bild einer stehenden Welle.

Bei der Darstellung der Lichtausbreitung durch optische Komponenten war dann der Doppelbelichtungs-Trick zur Verminderung der hohen Ortsfrequenzen notwendig. Gezeigt werden in Abb. I-10 Reflektion an einem Spiegel, Brechung an einem Prisma, Fokussierung durch eine Linse und Beugung an einem Gitter mit ca. 600 Linien/mm. Die Bilderfolge besteht jeweils aus einer Prinzipskizze, einer simulierten Langzeitaufnahme und den Kurzaufnahmen. Bemerkenswert sind die Wellenfronten für feste Zeiten bei der Beugung am Gitter, die nicht wie bei der Darstellung für feste Phasen senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung stehen.

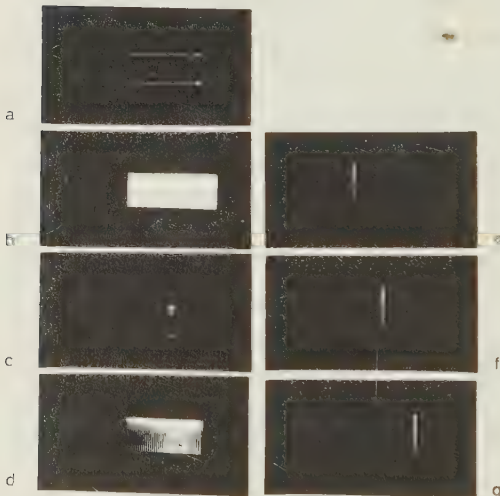


Abb. I-9

Rekonstruktion der Ausbreitung eines Impulses

a) Prinzip des Lichtweges

b) Langzeitaufnahme

c) Wellenpaket

d) stehende Welle

e-g) Impulse zu verschiedenen Zeiten

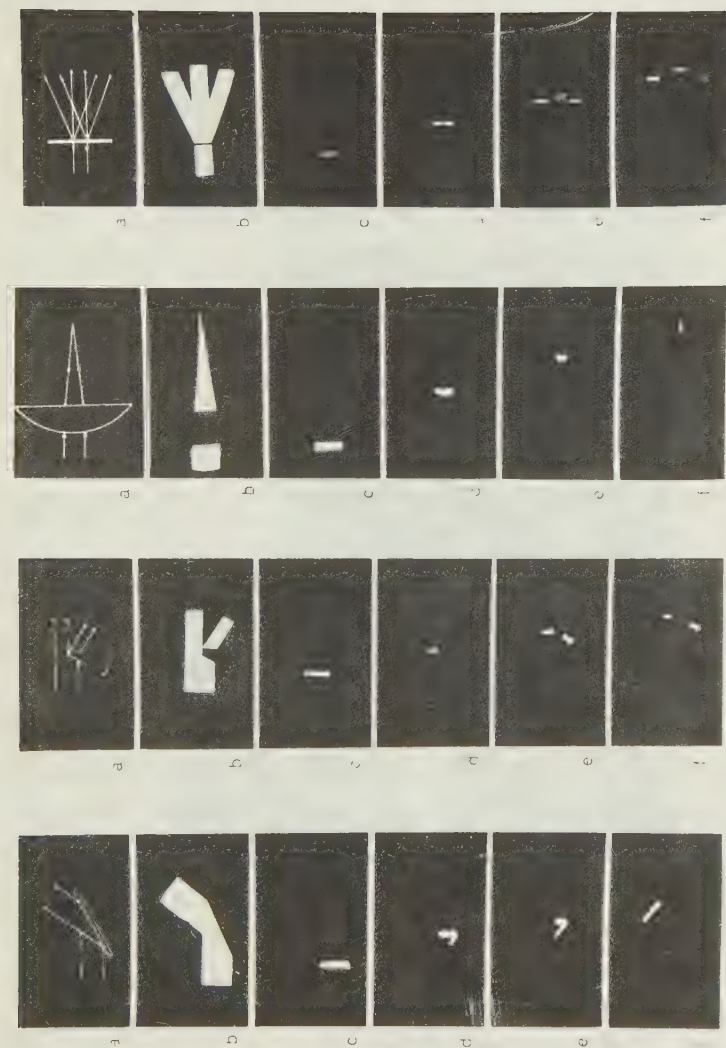
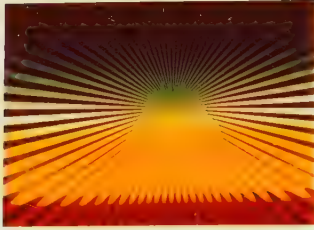
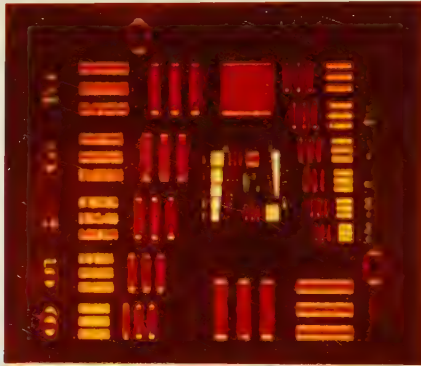


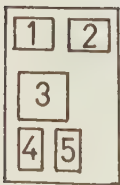
Abb. 1-10 Ausbreitung von Impulsen durch optische Komponenten: Spiegel, Prisma, Linse, Gitter
(a) Prinzipskizze, (b) Langzeitbild, (c) - (f) Kurzzeitbilder



2



3



Farbtafel

- (1),(2) Wellenlängen-multiplex übertragene Bilder durch ein Bündel von 7 optischen Fasern (Abschnitt II. 2. 3. 4.)
- (3) Farbcodierung der vertikalen Ortsfrequenzen eines schwarz-weißen Testmusters (Abschnitt II. 2. 4. 3.)
- (4),(5) Farbcodierung von jeweils zwei verschiedenen schwarz-weißen Mustern in Pseudofarben rot bzw. grün (Abschnitt II. 2. 4. 4.)

II. INTEGRALOPERATIONEN IN POLYCHROMATISCHEM LICHT

II.1. Typen von Integraloperationen

Die Stärke der optischen Informationsverarbeitung gegenüber der digitalen Datenverarbeitung liegt in der Fähigkeit einige relativ komplizierte, zweidimensionale Operationen (z. B. Faltung, Korrelation) parallel und daher mit sehr hoher Geschwindigkeit ausführen zu können. Mit der Ausnutzung des polychromatischen Lichtes wird der Bereich der möglichen Operationen zusätzlich erweitert und damit die Attraktivität einer optischen Verarbeitung vergrößert. Wir werden in diesem Kapitel drei verschiedene Typen von Integraloperationen diskutieren, bei denen sich der Integralkern jeweils in der Komplexität steigert:

1. $\int O(x) \delta(x-a_d \lambda) dx$
 2. $\int O(x) F(x-a_d \lambda) dx$
 3. $\int O(x) F(x, \lambda) dx$
- (II-1)

Hinter diesen Integralen stecken ganz verschiedene praktische Anwendungen wie die Wellenlängen-Codierung (Abschnitt II.2.), die Korrelation (Abschnitt II.3.) und die Matrixmultiplikation oder Bildtransformation (Abschnitt II.4.). Vor der Durchführung dieser einzelnen Operationen wollen wir zunächst noch einige gemeinsame Eigenschaften der Integrale in (II-1) betrachten. Bei all diesen Integralen ist mit der x -Koordinate zunächst eine Ortskoordinate gemeint. Angepaßt an den jeweiligen Anwendungsfall können diese Operationen aber auch auf andere Variablen wie z.B. Ortsfrequenzen v_x, v_y bzw. v_z , Zeit t oder Richtung α bezogen werden. Da die Wellenlänge eine eindimensionale Struktur besitzt, können die Integraloperationen durch Wellenlängen-Multiplexing meistens nur bezüglich einer einzelnen Koordinate ausgeführt werden. Allerdings ist es möglich, zweidimensionale Funktionen $O(x,y)$ und damit ganze Bilder zu verarbeiten. Dabei müssen die Objektfunktionen wegen der (temporal) inkohärenten Beleuchtung jedoch positiv sein. Solche Probleme können aber durch verschiedene Methoden wie z.B. Aufspaltung in positive Anteile umgangen werden /52/. Außerdem beschränkt uns dieser Typ der wellenlängen-multiplexen Verarbeitung auf achromatische, d.h. wellenlängen-unabhängige Objektfunktionen.

Den prinzipiellen Verarbeitungsgang für die Integraloperationen beschreibt das Diagramm in Abb. II-1. Der Integralkern $F(x)$ bzw. $F(x,y)$ wird als Transparenz in das optische System eingegeben. Dispersive (oder wellenlängen-selektive) Elemente wie z.B. Gitter oder Prisma führen die Wellenlängen-Abhängigkeit ein. Mit der so erhaltenen Lichtverteilung beleuchten wir die Objekttransparenz und verwirklichen damit die Multiplikation. Die abschließende Integration über die Ortskoordinate kann dann z.B. mit Hilfe einer Sammellinse verwirklicht werden.

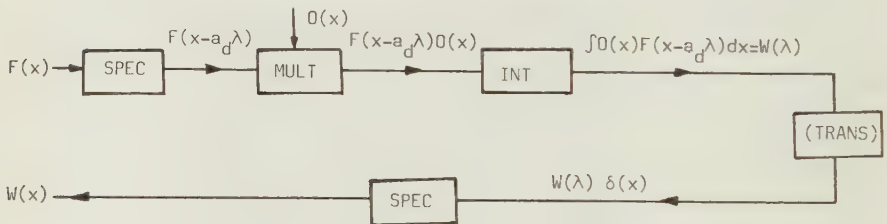


Abb. II-1 Blockschaftbild zur wellenlängen-multiplexen Bildverarbeitung

$F(x)$: Integralkern, beleuchtet mit weißem Licht; SPEC: Spektroskop;

$O(x)$: Eingangsobjekt; MULT: Multiplikation; INT: Ortsintegration

TRANS: Übertragung z. B. durch eine Faser

Die Gemeinsamkeiten der unterschiedlichen Integraloperationen werden auch in der Ähnlichkeit der möglichen Aufbauten zur praktischen Ausführung deutlich (Abb. II-2). Ihre Funktion und für die Praxis nützliche Modifikationen wollen wir in den nächsten Abschnitten besprechen. Als Einführung dazu zeigt die Farbtabelle auf Seite 22 einige Ergebnisse der wellenlängen-codierten Bildübertragung durch optische Fasern und der Farbdarstellung von Ortsfrequenzen.

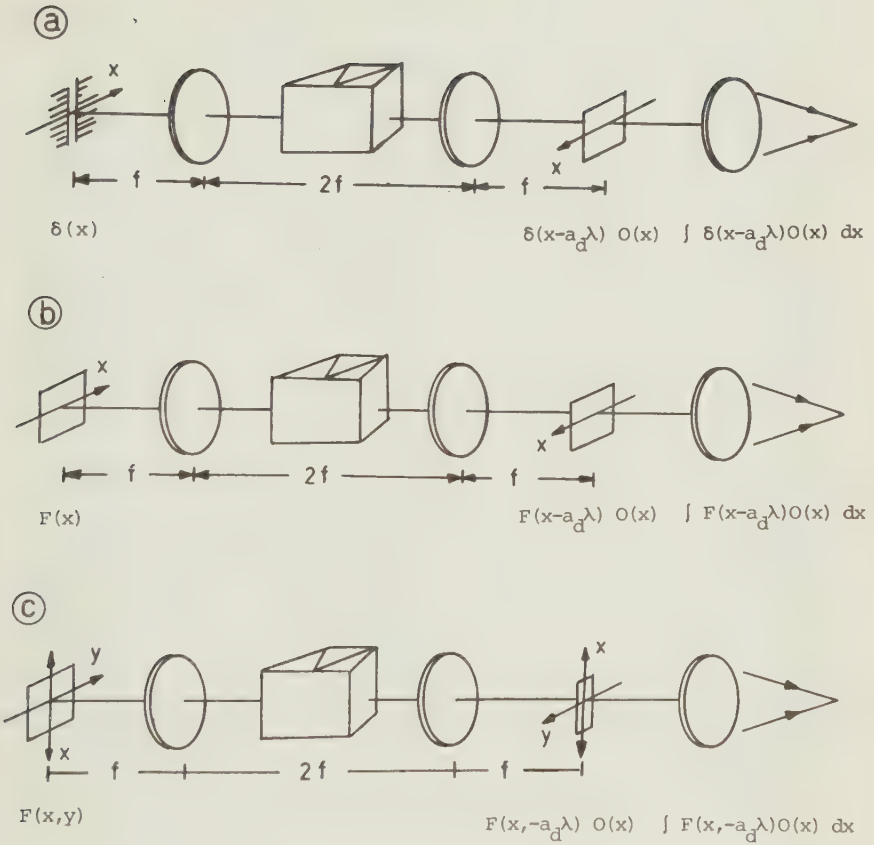


Abb. II-2 Prinzipielle Anordnung für die Integraloperationen zur Wellenlängen-Codierung (a), zur Korrelation (b) und zur Matrix-Multiplikation bzw. Bild-Transformation (c)

II.2. Wellenlängen-Codierung

II.2.1. Anwendungsmöglichkeiten

Das erste Integral aus (II-1) beschreibt eine Wellenlängen-Codierung der Koordinate x :

$$\int O(x) \delta(x - a_d \lambda) dx = O(a_d \lambda) \quad (\text{II-2})$$

Anschaulich wird eine solche Codierung erreicht durch Beleuchtung eines Objektes $O(x)$ mit einem Wellenlängen-Spektrum (Abb. II-2a). Dann fällt z. B. rotes Licht auf den linken, grünes Licht auf den mittleren und blaues Licht auf den rechten Teil von $O(x)$. Das Wellenlängen-Spektrum dazu entsteht z. B. bei der Abbildung eines Spaltes durch ein Prisma oder Gitter.

Sinnvolle Anwendungsmöglichkeiten findet eine solche Wellenlängen-Codierung immer dann, wenn Information durch Kanäle ohne Ortsauflösung übertragen werden soll, z. B. durch eine einzelne optische Faser oder durch stark streuende Medien wie Nebel. Wir werden uns in den folgenden Abschnitten vor allem auf die Übertragung durch Fasern konzentrieren. Das Beleuchtungslicht wird dazu hinter dem Objekt gesammelt und durch die Faser übertragen. Fehlt dabei z. B. grünes Licht, weil das Objekt im mittleren Teil undurchlässig war, dann werden im Spektrum des Lichtes nach der Übertragung genau diese Wellenlängen nicht auftreten und einen schwarzen Fleck bewirken. Auf diese Weise wird die Helligkeitsverteilung der gesamten Objektfunktion übermittelt. Wegen der Eindimensionalität der Wellenlänge sind eindimensionale Funktionen besonders gut angepaßt an die Codierungsmöglichkeiten des polychromatischen Lichtes. Solche eindimensionalen Funktionen treten häufig als verschlüsselte, aber automatisch einfach lesbare Information auf: z. B. als Produkt Codes aufgedruckt auf Verpackungen, als Lochstreifen oder direkt als bit-Folge zur Wiedergabe von Zahlen und Ziffern. Diese eindimensionalen Funktionen dienen also weniger einer visuellen Erkennung, sondern bilden eine Vorstufe zur digital-elektronischen Verarbeitung. Angepaßt an die unterschiedlichen Anforderungen dieser Datentypen wie örtliche Auflösung und Ausdehnung werden wir praktische Anordnungen diskutieren (Abschnitt II.2.2.).

Zur Übertragung von ganzen zweidimensionalen Funktionen in polychromatischem Licht müssen dann weitere Freiheitsgrade oder zusätzliche Multiplexmöglichkeiten hinzugezogen werden

(Abschnitt II.2.3.). Außerdem können nur achromatische Bilder $O(x,y)$, die also keine Farben enthalten, wegen der multiplexen Wellenlängen-Ausnützung übertragen werden. Die Verschlüsselung der Ortskoordinaten in Wellenlängen wäre sonst nicht mehr reversibel. Als Entfernung kommen auf Grund der Fasereigenschaften und der Schwierigkeiten bei einer Zwischenverstärkung im wesentlichen kurze bis mittlere Entfernungen in Frage (vgl. Anhang). Die mittlere Dämpfung für optische Fasern liegt natürlich bei einer Übertragung in einem weiten Spektralgebiet höher als die optimalen Werte für monochromatische Beleuchtung. Zusätzlich fehlen Verstärkungsmöglichkeiten in weißem Licht wie sie etwa in Form der Laserverstärker für monochromatische Signale bereits existieren. Für die Anwendung einer wellenlängenmultiplexen Übertragung durch optische Fasern sprechen aber dennoch zahlreiche Gründe: hohe Übertragungskapazität, einfaches Wellenlängen-Multiplexing durch passive, optische Komponenten, einfache und leistungsstarke Lichtquellen, einfache Faserkoppelung bei Verwendung von Faserbündeln.

Obwohl bisher nur von einer Ortscodierung durch die Wellenlänge die Rede war, kann das gleiche Konzept viel allgemeiner für die unterschiedlichsten Koordinaten ausgenutzt werden. Als Beispiel dazu werden wir in Abschnitt II.2.4. dieses Prinzip auf die Codierung von Ortsfrequenzen anwenden. Diese Möglichkeit führt auf ein einfaches und flexibles Verfahren zur Pseudofarben-Colorierung, da lediglich schwarz-weiße Filter notwendig sind. Solche Filter können auch mit komplizierten Strukturen relativ einfach unter Rechnerkontrolle hergestellt werden. Damit gelingt es uns, ganze Muster oder Texturen in Pseudofarben darzustellen und damit eine visuelle Unterscheidung und Klassifizierung zu erleichtern.

II.2.2 Übertragung eindimensionaler Funktionen

II.2.2.1. Prinzip eines wellenlängen-multiplexen Übertragungssystems

Wir wollen beginnen mit einem möglichst allgemeinen wellenlängen-multiplexen Übertragungssystem durch optische Fasern. Eine solche Betrachtung macht die alternativen Lösungsmöglichkeiten für eine experimentelle Anordnung besonders deutlich.

Unser Übertragungssystem besteht aus drei Komponenten: Multiplexer, Übertrager, Demultiplexer. Da Multiplexer und Demultiplexer zueinander inverse Operationen ausführen, wird sich ihr Aufbau sehr ähneln können. Als optischer Übertrager dient die Lichtfaser.

Die Wellenlängen-Codierung wird praktisch durch Spektralapparate erreicht. Als dispersives Element kommen Prisma, Gitter oder auch Interferenzfilter in Frage. Einen allgemeinen Aufbau, der auch die Anordnung von Abb. II-2a einschließt, zeigt Abb. II-3. Eine weiße Lichtquelle der Wellenlängen-Verteilung $L(\lambda)$ beleuchtet dabei eine Objekttransparenz $A(x_1)$:

$$I_1(x_1, \lambda) = L(\lambda) A(x_1) \quad (\text{II-3})$$

Die Abbildung durch ein dispersives Element wie Gitter oder Prisma verursacht eine wellenlängenabhängige Verschiebung. Zur Vereinfachung wird hier eine 1:1 Abbildung vorausgesetzt:

$$I_2(x_2, \lambda) = L(\lambda) A(x_2 - a_1 \lambda) \quad (\text{II-4})$$

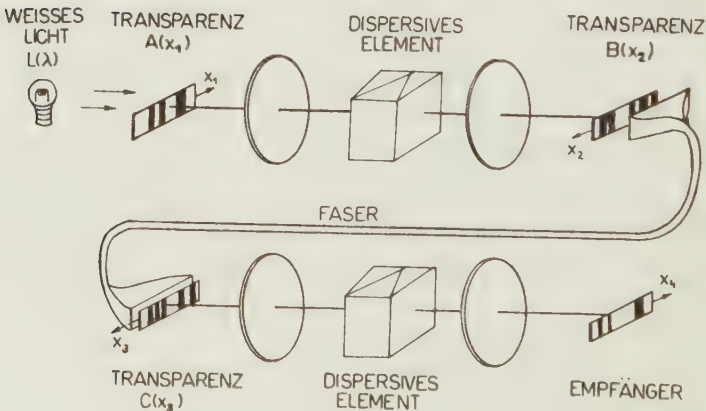


Abb. II-3 Allgemeiner Aufbau zur wellenlängen-multiplexen Übertragung

Die Größe a_1 beschreibt dabei die Ortsdispersion $\frac{dx}{d\lambda}$ und kann ihrerseits wieder von der Wellenlänge abhängen (vgl. Anhang). Die Intensitätsverteilung $I_2(x_2, \lambda)$ dient als Beleuchtung der Transparenz $B(x_2)$:

$$I_3(x_2, \lambda) = L(\lambda) A(x_2 - a_1 \lambda) B(x_2) \quad (\text{II-5})$$

Dieses Licht wird nun in die Übertragungsfaser eingekoppelt, was einer Integration über x_2 entspricht:

$$I_4(\lambda) = \int L(\lambda) A(x_2 - a_1 \lambda) B(x_2) dx_2 \quad (\text{II-6})$$

Nach der Übertragung beleuchtet das Faserende die Transparenz $C(x)$:

$$I_5(x_3, \lambda) = C(x_3) \int L(\lambda) A(x_2 - a_1 \lambda) B(x_2) dx_2 \quad (\text{II-7})$$

Ein Spektroskop mit einer Ortsdispersion a_2 zerlegt wieder nach Wellenlängen:

$$I_6(x_4, \lambda) = C(x_4 - a_2 \lambda) \int L(\lambda) A(x_2 - a_1 \lambda) B(x_2) dx_2 \quad (\text{II-8})$$

Nach dieser Aufspaltung kann über alle Wellenlängen integriert werden, z.B. durch einen wellenlängen-unabhängigen Detektor:

$$I_7(x_4) = \int C(x_4 - a_2 \lambda) \int L(\lambda) A(x_2 - a_1 \lambda) B(x_2) dx_2 d\lambda \quad (\text{II-9})$$

Dieses Doppelintegral kann als zweifache Faltung aufgefaßt werden. Zur Vereinfachung soll im folgenden gleichartige Ortsdispersion für beide Spektralapparate angenommen werden:

$$a_1 = a_2 = a_d \quad (\text{II-10})$$

Dann liefert die Integration über x_2 eine erste Faltung:

$$\int A(x_2 - a_d \lambda) B(x_2) dx_2 = A(-x_2) * B(x_2) = F_{AB}(a_d \lambda) \quad (\text{II-11})$$

Der Stern * kennzeichnet dabei die Faltungsoperation. Die Integration über λ führt auf eine zweite Faltung:

$$\begin{aligned} \int L(\lambda) F_{AB}(a_d \lambda) C(x_4 - a_d \lambda) d\lambda &= \\ &= 1/a \int L'(a_d \lambda) F_{AB}(a_d \lambda) C(x_4 - a_d \lambda) d(a\lambda) \quad \text{mit } L'(a_d \lambda) = L(\lambda) \quad (\text{II-12}) \\ &= 1/a [L'(a_d \lambda) F_{AB}(a_d \lambda)] * C(a_d \lambda) \end{aligned}$$

Als störender Term tritt hier noch die spektrale Verteilung $L(\lambda)$ bzw. $L'(a_d, \lambda)$ auf. Im einfachsten Fall nehmen wir $L(\lambda) = 1$ an. Durch eine geeignete Filterung kann dieser Verlauf meistens verwirklicht werden. Wir erhalten damit als ganz allgemeines Ergebnis eine Faltung der drei Transparenzen $A(x)$, $B(x)$, $C(x)$. Die Faltungseigenschaften werden wir später in Abschnitt II.3 bei der Bildkorrelation ausnutzen. An dieser Stelle wollen wir jetzt aber den speziellen Fall eines reinen Übertragungssystems betrachten.

In einem reinen Übertragungssystem sollte sich am Ausgang gerade die Objektfunktion ergeben. Diese Bedingung können wir auf zwei Arten erfüllen. Falls $B(x)$ die eigentliche Objektfunktion darstellt, dann muß die Faltung zwischen $A(x)$ und $C(x)$ eine Deltafunktion oder zumindest eine Deltafunktion mit konstantem Untergrund ergeben. Dies kann zum Beispiel durch zwei Deltafunktionen oder in der Praxis durch zwei Spalte erreicht werden (Abb.II-4) /12/. In diesem Fall besteht der Multiplexer aus einem typischen Spektroskop, das ein kontinuierliches Spektrum erzeugt. Jede x -Koordinate des Objekts wird dadurch mit einer anderen Wellenlänge beleuchtet und damit codiert. Der Demultiplexer besteht ebenfalls aus einem Spektroskop, das das übertragene Licht wieder nach Wellenlängen zerlegt.

Zur Erzeugung eines scharfen Faltungspeaks sind aber auch allgemeinere Funktionen möglich wie Fresnel-Zonenplatten, Zufallsmuster oder auch "redundante Arrays" /50/. Solche Muster ermöglichen vor allem eine deutlich erhöhte Lichteffektivität.

In einer zweiten Möglichkeit für ein Übertragungssystem vom Typ in Abb.II-3 bildet $A(x)$ die

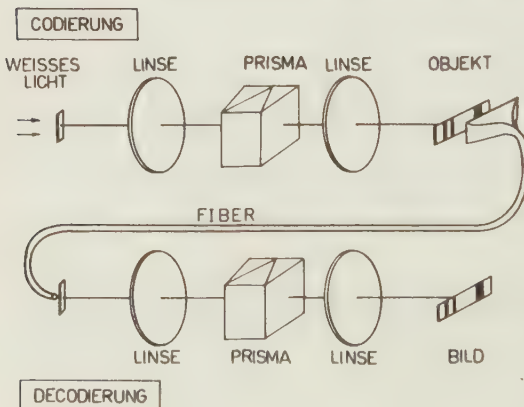


Abb. II-4
Wellenlängen-multiplexe
Übertragung

eigentliche Objektfunktion. Um $A(x)$ am Ausgang zu erhalten, muß nun eine Faltung der Funktionen $B(x)$ und $C(x)$ eine Deltafunktion ergeben. Es bestehen dazu wieder die gleichen Möglichkeiten wie im vorhergehenden Fall. Falls $B(x)$ und $C(x)$ als Deltafunktion gewählt werden, dann bietet dieser Aufbau einige praktische Vorteile (Abb.II-5) /12/. Es fällt hier die Notwendigkeit fort, das Licht vor einer Einkoppelung in die Faser einzusammeln. Die Faserenden selbst können dann als Ein- und Ausgangsspalte dienen.

Die Anzahl der übertragbaren Punkte (pixels) in solch einem System ist stets gleich der Anzahl der auflösbaren spektralen Komponenten (spexels). Die spektrale Auflösung des Systems hängt einerseits vom dispersiven Element ab (siehe Anhang). Typisch sind Auflösungen im Bereich von etwa 10^3 bis 10^6 spektralen Elementen für sichtbares Licht möglich. Eine weitere Begrenzung der Auflösung besteht in der Form der Impulsantwort des Systems. In Abb.II-5 besitzen die Spaltfunktionen endliche Breite, z.B.:

$$B(x) = \text{rect}(x/\Delta x) \quad \text{und} \quad C(x) = \text{rect}(x/\Delta x) \quad \Delta x: \text{Spaltbreite} \quad (\text{II-13})$$

Ihre Faltung ergibt eine Dreiecksfunktion der doppelten Breite. Um bei einem Spektrum der räumlichen Ausdehnung von 50mm etwa 500 Punkte aufzulösen, muß daher die Breite der Spalte unter 0,05mm liegen.

Wir haben nun im wesentlichen zwei verschiedene Anordnungen zur Codierung und Decodierung bei einer wellenlängen-multiplexen Übertragung gefunden. Jetzt wollen wir diese Kenntnisse auch wirklich ausnutzen zur Übermittlung von Information durch optische Fasern.

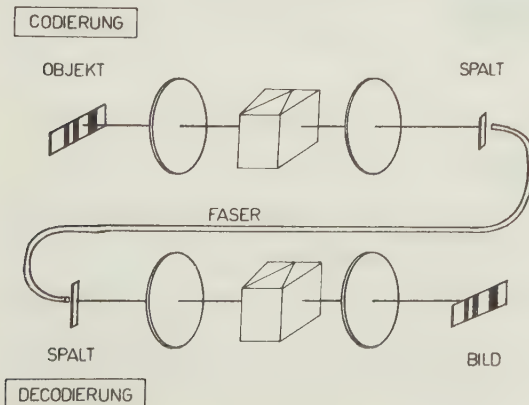


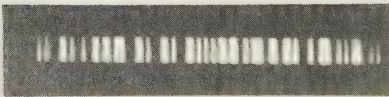
Abb. II-5
Wellenlängen-multiplexe
Übertragung

II.2.2.2. Übertragung von Waren-Codes

Als erstes Beispiel zur Übertragung eindimensionaler optischer Information verwenden wir in Abb.II-6 einen Waren Code. Er enthält in Form von schwarzen und weißen Balken verschlüsselte Information über die zugehörige Ware. Zur parallelen Übertragung durch eine Faser bietet sich Wellenlängen-Multiplexing an, da die Information bereits in einer geeigneten Form vorliegt. Eine Transparenz eines Waren-Codes haben wir dazu im Aufbau von Abb.II-5 mit einer 100W Halogen-Lampe beleuchtet und durch eine Crofon Kunststoff-Faser von ca. 1m Länge übertragen. Die notwendige Auflösung von einigen hundert Punkten kann mit einfachen Mitteln erreicht werden. Im Gegensatz zu herkömmlichen Lesegeräten, die die Vorlage Punkt für Punkt abtasten, benötigt unsere Methode keine bewegten Teile. Dies ist wünschenswert, da Mechanik im allgemeinen teuer in der Herstellung kommt, anfällig für Fehler ist und relativ häufig Wartung benötigt.



a



b

Abb. II-6

Wellenlängen-multiplexe Übertragung eines Waren-Codes, (a) Original, (b) übertragenes Spektrum

II.2.2.3. Übertragung von Lochstreifen-Daten

Ein anderes Beispiel für Daten, die bereits in geeigneter optischer Form vorliegen, bieten Lochstreifen. Sie enthalten in jeder Spalte max. 8 Datenlöcher und ein Transportloch. Die Information auf den Lochstreifen besitzt damit eine ganz andere Struktur als beim Produkt Code, z. B. ist hier eine viel geringere Ortsauflösung notwendig. Für diesen Datentyp haben wir deshalb auf der Basis von Wellenlängen-Multiplexing ein System zusammengestellt, das sich

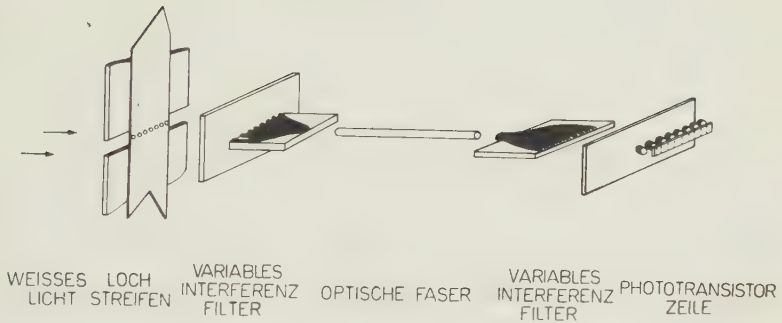


Abb. II-7 Kompaktes Übertragungssystem für Lochstreifen-Daten

vor allem durch einen kompakten Aufbau auszeichnet.

Das gesamte Übertragungssystem ist in Abb.II-7 wiedergegeben. Zur Wellenlängen-Codierung und Decodierung verwenden wir variable Interferenzfilter, bei denen eine ortsabhängige Wellenlängen-Transmission durch ein keilförmiges Dickenprofil erzeugt wird. Die Wellenlängen-Transmission unserer Filter variiert zwischen 400nm und 700nm auf einer Länge von 40mm (Abb.II-8). Die Halbwertsbreite des Transmissionspeaks beträgt für eine feste Stelle auf dem Filter etwa 10-15nm. Daher können bis etwa 20 Kanäle unterschieden werden, die jeweils mindestens um 2mm getrennt liegen müssen. Diese Bedingungen werden von Lochstreifen erfüllt.

Im Übertragungssystem haben wir die Lochstreifen mit weißem Licht einer Xenon-Lampe von 75 W beleuchtet. Hinter dem Interferenzfilter muß das Licht der Datenlöcher und des Transport-loches für die Übertragungsfaser gesammelt werden. Dies geschieht hier durch ein flaches Bündel aus 9 Fasern geringen Durchmessers ($125\mu\text{m}$), die ihrerseits das Licht in die Übertragungsfaser von 1,5mm Durchmesser einkoppeln. Am Empfänger erfolgt die Aufspaltung auf ähnliche Weise. Die Decodierung geschieht mit einem variablen Interferenzfilter, das durch Einzelfasern beleuchtet wird. Die übertragenen Intensitäten werden in jedem Kanal von einem

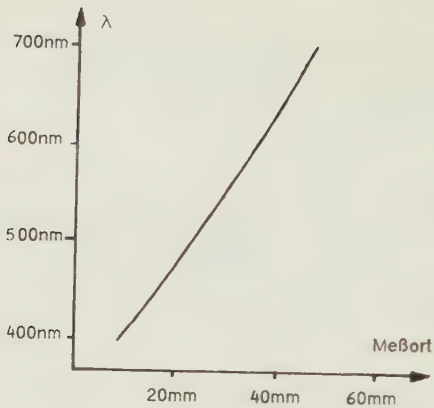


Abb. II-8

Transmission eines verwendeten
Interferenzfilters

Phototransistor mit geringem Öffnungswinkel von etwa 25° aufgenommen. Der elektrische Strom von etwa 1 nA wird um einen Faktor 25×10^3 verstärkt und danach durch einen Komparator geklippt (Abb. II-9). Das elektronische Signal kann dann weitergeführt oder angezeigt werden. Dabei triggert das durch das Transportloch übertragene Licht die Messung der übrigen 8 Kanäle.

Der Vorteil dieses Geräts liegt in dem äußerst kompakten Aufbau. Durch Verwendung der Interferenzfilter werden die Abbildungsstrahlengänge in herkömmlichen Spektroskopen vermieden. Die kompletten Komponenten sind in Abb. II-10 und 11 wiedergegeben. Als nachteilig haben sich allerdings die relativ hohen Lichtverluste im System ergeben. Dies ist einerseits auf die Verwendung billiger Komponenten zurückzuführen. Die Interferenzfilter besitzen nur eine Peak-Transmission von etwa 30%, so daß beim zweimaligen Durchgang die Intensität auf 10%

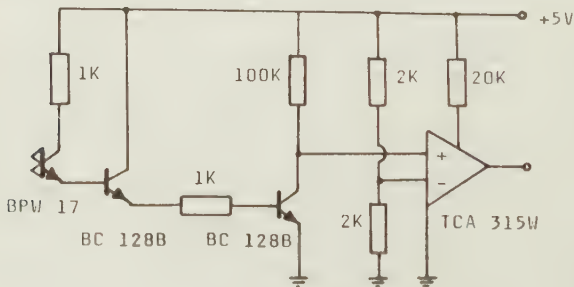


Abb. II-9

Schaltung für
einen Einzelkanal

geschwächt wird. Die verwendeten Kunststoff-Fasern (Crofon) dämpfen zusätzlich auf 30% pro m, so daß nur kurze Fasern von ca 0,4m verwendet werden konnten. Diese beiden Effekte lassen sich aber durch bessere Komponenten stark vermindern. Die Methode der Aufspaltung in Einzelfasern an der Decodierungsstelle ist dagegen prinzipiell mit Lichtverlust verbunden und daher nur bei geringer Kanalanzahl anwendbar. Andernfalls muß die Decodierung wieder effektiver mit einem Spektroskop ausgeführt werden.

Die gesamten Lichtverluste durch Faser, Filter und Aufspaltung betrugen etwa 99%. Wegen dieser geringen Lichtintensität waren daher nur Übertragungsraten von einigen 100 Hz pro Kanal möglich. Durch Verwendung besserer Komponenten können die Verluste ohne weiteres auf 75% gesenkt werden, was einer Erhöhung der Intensität am Empfänger um den Faktor 25 entspricht. Dadurch ist auch eine wesentliche Steigerung der Übertragungsrate möglich.

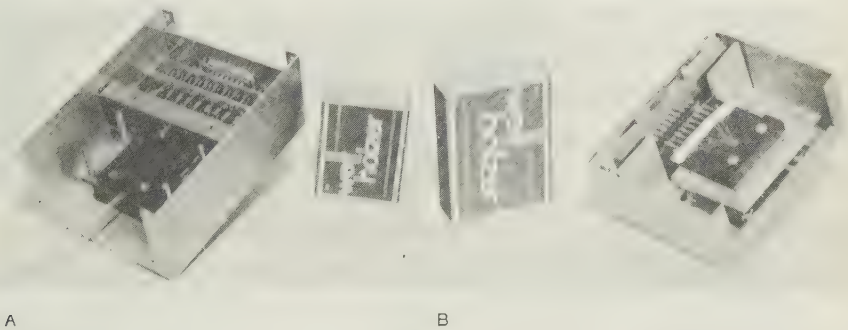


Abb. II-10 Multiplexer (A) und Demultiplexer (B)

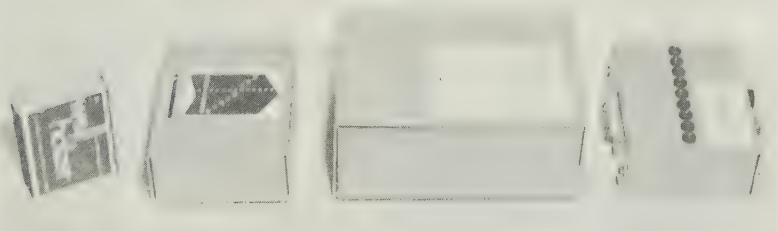


Abb. II-11 Multiplexer, Demultiplexer und Anzeigeeinheit

II.2.2.4. Parallele Übertragung elektronischer Information

Optische Nachrichtenübertragung ist nicht nur für Bildvorlagen interessant. Hohe Datenraten werden ebenso bei elektrischen Signalen gefordert, z. B. bei der Kommunikation zwischen Rechnern oder bei der Bildübertragung, wenn die Daten zur Rauschverminderung elektronisch digitalisiert wurden. In diesen Fällen ist aber die zeitaufwendige Herstellung einer Filmtransparenz zur Eingabe in das Übertragungssystem nicht praktikabel. Als alternative Eingabemöglichkeit stellen wir daher als Beispiel ein System mit Flüssigkristallen zur direkten Lichtmodulation vor. Flüssigkristalle bieten gegenüber anderen Typen wie elektro-optischen oder akusto-optischen Modulatoren die Möglichkeit, ganze Bildzeilen oder auch zweidimensionale Bilder wiederzugeben. Solche Flüssigkristallelemente können ohne weiteres in der notwendigen Form (Balkencode) und auch mit ausreichender Auflösung ($>10\mu\text{m}$) hergestellt werden. Das mögliche Kontrastverhältnis liegt bei maximal 1:20. Jedoch behindert bisher die relativ lange Ansteuerungszeit ($>30\text{ms}$) eine hohe Datenrate bei der Übertragung.

Im Aufbau diente ein dynamisch streuendes Flüssigkristallelement aus 8 Balken (=8 bit) mit einer Breite von jeweils 2mm als Eingangssignal. Um das gestreute Licht bei der Abbildung durch ein Prisma (Abb.II-5) möglichst zu beseitigen, ist ein kleines Öffnungsverhältnis bei der Abbildungsoptik günstig. Im Gegensatz zu den sonst verwendeten Übertragungsfasern haben wir hier ein dickes Faserbündel ($\varnothing 3\text{mm}$) aus Einzelfasern mit einem Durchmesser von je $70\mu\text{m}$ angewendet. Ein solches Bündel bietet gerade für die Übertragung in weißem Licht Vorteile. Die Lichteinkoppelung wird durch den größeren Querschnitt für ausgedehnte Lichtquellen erhöht, der Ausfall einzelner Fasern und Übersprechen von einer Faser auf die andere stören nicht, die Koppelung von Bündeln ist einfach ohne Justierungsprobleme durchführbar und die Querschnitte sind an unterschiedliche Anforderungen leicht anzupassen. Um die Lichteinkoppelung in das Faserbündel möglichst effektiv zu gestalten, haben wir Querschnittswandler eingesetzt. Sie besitzen für die Ein- und Auskoppelung einen spaltförmigen Querschnitt (Abb.II-12). Die Übertragungsstrecke im experimentellen Aufbau betrug ca. 4m bei einer Dämpfung der Fasern von etwa 1dB/m. Wie aus den übertragenen Spektren zu entnehmen ist, könnte auch eine wesentlich höhere Kanalzahl übertragen werden (Abb.II-13,14). Im Vergleich zur Anordnung bei

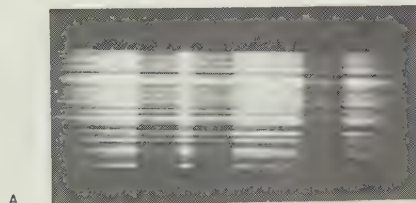
der Lochstreifenübertragung, wo die Messung am Ausgang elektronisch erfolgte, wurde hier die Eingangsinformation elektronisch erzeugt. Beide Beispiele zusammen zeigen also die Möglichkeit sowohl Ein- als auch Ausgang elektronisch zu verarbeiten und dabei auf mechanische oder optische Hilfsmittel völlig zu verzichten.



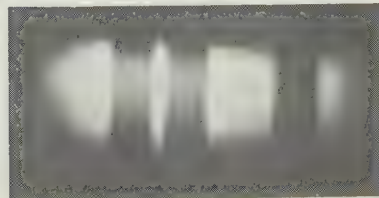
Abb. II-13
Flüssigkristallelement mit
dynamisch streuender
Balkenanzeige



Abb. II-12
Faseroptischer Querschnittswand-
ler von rund ($\varnothing$ 3mm) auf recht-
eckig (1mm x 7mm)



A



B

Abb. II-14
(A) Übertragenes Spektrum und (B) übertragenes
Spektrum nach Mittellung mit einer Zylinderlinse

II.2.3. Übertragung zweidimensionaler Funktionen

II.2.3.1. Erweiterungsmöglichkeiten auf zwei Dimensionen

Ein großer Teil der optischen Information liegt als Bild, d. h. als zweidimensionale Verteilung vor, z. B. als Satelliten- oder Luftbilder, als Röntgenaufnahmen, als Blaskammerphotos, als Konstruktionszeichnungen, als Schaltpläne usw. Das wellenlängen-multiplexe Übertragungssystem in der bisherigen Form ist dafür nicht geeignet, da nur eine Dimension verschlüsselt wird. Zur Übertragung der zweiten Dimension müssen wir daher einen zweiten Parameter verwenden. Die beiden naheliegendsten Möglichkeiten dazu sind ein paralleles oder ein seriell-Übertragungssystem (Abschnitte II.2.3.2. und II.2.3.3.). Bei der parallelen Übertragung bekommt jede Zelle im Objekt eine eigene Faser zugeordnet während beim seriellen Verfahren die verschiedenen Objektteile zeitlich nacheinander durch die gleiche Faser übertragen werden.

Es gibt aber auch die Möglichkeit, durch eine Einzelfaser ein ganzes Bild gleichzeitig zu übermitteln. Der Fall tritt immer dann auf, wenn eine einzelne Objektzeile nicht das gesamte Wellenlängen-Spektrum ausnutzt. Anstatt auf die Übertragungskapazität im ungenutzten Wellenlängen-Bereich einfach zu verzichten, können damit weitere Objektzellen verschlüsselt werden. Wir verwandeln dazu das zweidimensionale Objekt in ein eindimensionales Signal, indem wir die einzelnen Zeilen räumlich hintereinander anordnen. Dies ist das gleiche Prinzip wie bei der Übertragung von Fernsehbildern, wo die Bildzellen auch zeitlich nacheinander den Empfänger erreichen. Nach dieser Umwandlung können wir dann wieder direkt durch die Wellenlänge codieren. Wir nutzen dabei aus, daß die Übertragungskapazität einer Einzelfaser größer ist als der Informationsgehalt (oder das Orts-Bandbreite-Produkt) einer Einzelzeile des Objekts. Diesen Typ bezeichnen wir dann als multiplexe Übertragung (Abschnitt II.2.3.6.).

In der Literatur werden daneben weitere Methoden beschrieben, um ganze Bilder durch einzelne Fasern zu übertragen. Das Reflexionsgesetz erlaubt eine Codierung durch den Einfallswinkel des Lichtes in die Faser /22/. Eine spezielle Klasse von Objekten kann auch durch Selbstabbildung durch die Faser dem Empfänger übermittelt werden /51/.

II.2.3.2. Parallele Übertragung

Zur parallelen Übertragung der verschiedenen Zeilen eines Bildes erweitern wir nun das System von Abb.II-5 um die entsprechende Anzahl von Übertragungskanälen. Dies geschieht durch einen Spalt aus geordneten Fasern, so daß für die Übertragung jeder Objektzeile eine eigene Faser zuständig ist (Abb.II-15). Die Auflösung in Spaltenrichtung wird dabei durch den Faserdurchmesser begrenzt. Um Ausfälle im übertragenen Bild in Form von schwarzen Streifen zu vermeiden, sollte der Abstand der Einzelfasern möglichst gleich dem Faserdurchmesser sein.

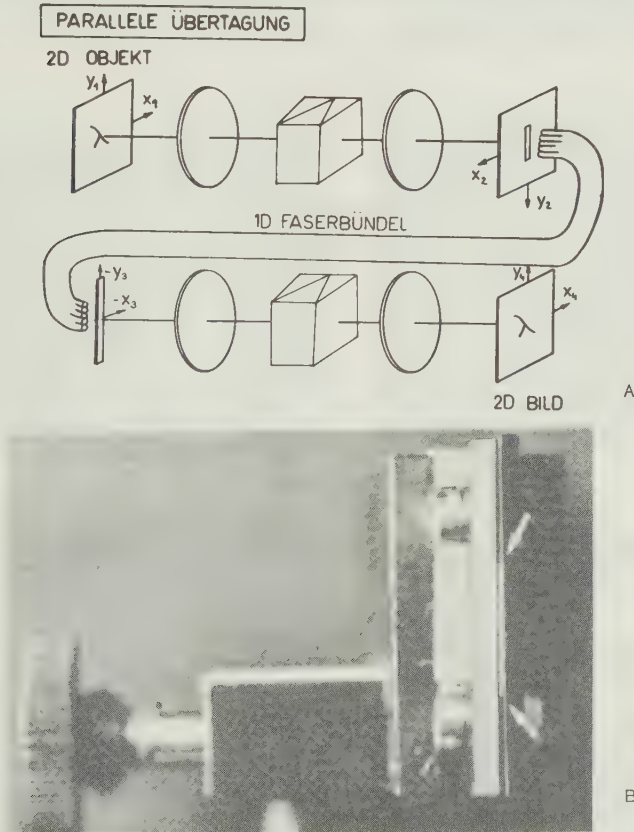


Abb. II-15 (A) Aufbau zur parallelen Übertragung und (B) das verwendete eindimensionale Faserbündel aus ca. 90 Fasern (Pfeil) im Größenvergleich mit der Halterung

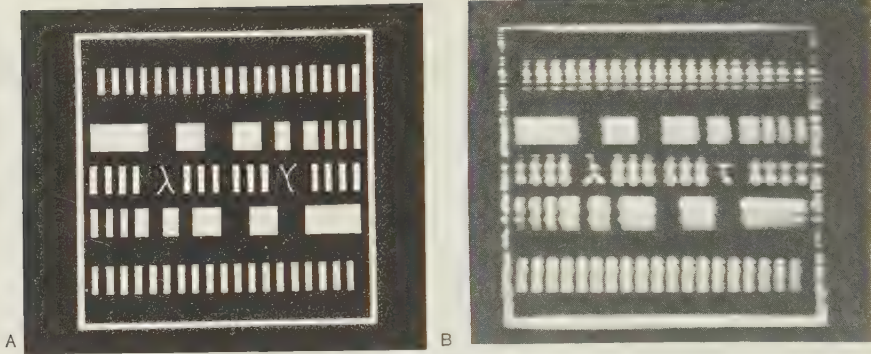


Abb. II-16 Testmuster: (A) Original, (B) übertragenes Bild

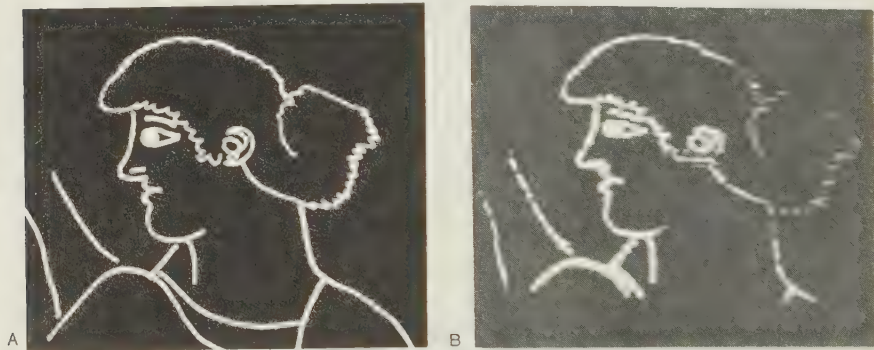


Abb. II-17 Binäres Objekt: (A) Original, (B) übertragenes Bild

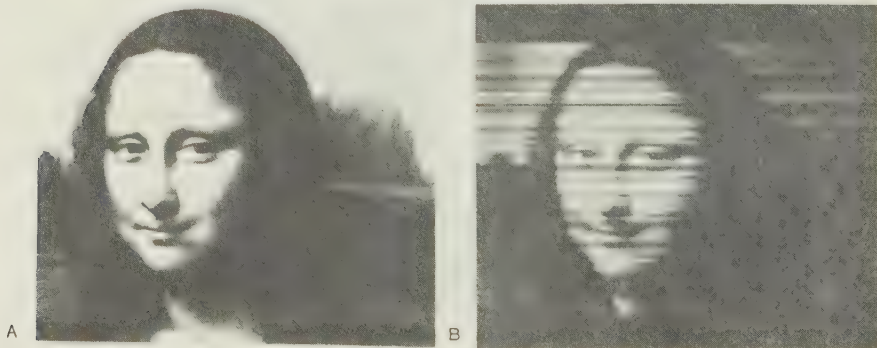


Abb. II-18 Grafton-Objekt: (A) Original, (B) übertragenes Bild

Bei insgesamt N Fasern folgt für die Anzahl der übertragbaren Bildelemente während der Zeit Δt :

$$N_p = \Delta t \cdot N \cdot \Delta BW \quad \Delta BW: \text{Bandbreite einer Einzelfaser} \quad (\text{II-14})$$

Ergebnisse dieses Übertragungstyps mit $N=90$ Fasern sind in Abb.II-16 bis 18 wiedergegeben. Der Faserdurchmesser der Einzelfasern betrug $100\mu\text{m}$ bei einer Länge von ca. 1m. Als Nachteil in einem parallelen System trat besonders hervor, daß sich auch kleine Defekte im Faserbündel stark im Bild als Störung bemerkbar machen. Unterschiedliche Einkoppelung und Transmission in den verschiedenen Fasern bewirken ebenso wie ein Bruch einzelner Fasern eine deutliche Streifenstruktur. Abhilfe kann durch synchrone Schwingung der beiden Faserbündelenden geschaffen werden, bei der über die Transmissionseigenschaften mehrerer Fasern gemittelt wird. Zusätzlich führen auch relative Verschiebungen der Einzelfasern untereinander zu einer gegenseitigen Versetzung der übertragenen Zeilen.

Parallele Übertragung zeichnet sich andererseits vorteilhaft durch eine relativ hohe Übertragungskapazität ohne zusätzlichen mechanischen oder elektronischen Aufwand aus. Die Beschränkung auf ein geordnetes, eindimensionales Bündel stellt eine erhebliche Vereinfachung gegenüber aufwendigen, zweidimensionalen Faseranordnungen dar. Die Bildgüte hängt aber stark von der Qualität des Faserbündels ab.

II.2.3.3. Serielle Übertragung

Bei einer seriellen Übertragung tasten wir am Ein- und Ausgang einer Einzelfaser synchron ab (Abb.II-19). Dadurch werden also die verschiedenen Objektzeilen zeitlich nacheinander übertragen. Mit einer Langzeitaufnahme entsteht dann beim Empfänger wieder das komplette Bild.

Falls der Faserdurchmesser deutlich unter der Objektauflösung liegt, dann können wir die Intensitätsverteilung am Eingangsende der Faser bei einer Abtastgeschwindigkeit v_1 beschreiben als :

$$I_1(x_2, \lambda, t) = \int O(x_2 - a_d \lambda, y_2) \delta(y_2 - v_1 t) dy_2 = O(x_2 - a_d \lambda, v_1 t) \quad (\text{II-15})$$

Dabei ist wieder zur Vereinfachung eine spektrale Verteilung $L(\lambda) = 1$ angenommen. Die Zeilen werden jetzt zeitlich hintereinander wellenlängen-multiplex übertragen. Das Ausgangsende soll sich mit einer Geschwindigkeit v_2 bewegen. Eine Integration über die Zeit, z.B. durch eine Langzeitaufnahme, rekonstruiert die gesamte Objektfunktion beim Empfänger:

$$I_2(x_4, y_4) = \int O(x_4, v_1 t) \delta(y_4 - v_2 t) dt \sim O(x_4, \frac{v_1}{v_2} y_4) \quad (II-16)$$

Für gleiche Geschwindigkeiten $v_1 = v_2$ erhält man offensichtlich genau das erwünschte Bild. Bei $v_1 < v_2$ dagegen wird das Bild in y -Richtung gedehnt gegenüber dem Original und für $v_1 > v_2$ gestaucht. Während der erste Fehler im Prinzip nachträglich korrigiert werden kann, verlieren wir im zweiten Fall stets Information und erhalten damit eine verminderte Ortsauflösung in y -Richtung.

Zum Einfluß des Faserdurchmessers auf die Bildauflösung in y -Richtung betrachten wir noch einmal eine abgewandelte Form von Gleichung (II-15):

$$I_1(x_2, \lambda, t) = \int O(x_2 - a_d \lambda, y_2) \text{rect}\left(\frac{y_2 - v_1 t}{\Delta y}\right) dy_2 \quad \Delta y: \text{Faserdurchmesser} \quad (II-17)$$

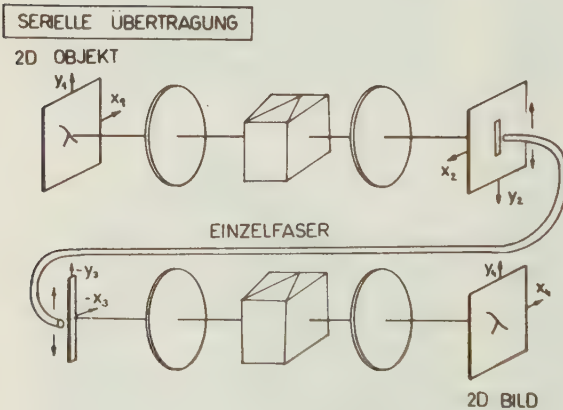


Abb. II-19
Serielles Übertragungs-
system

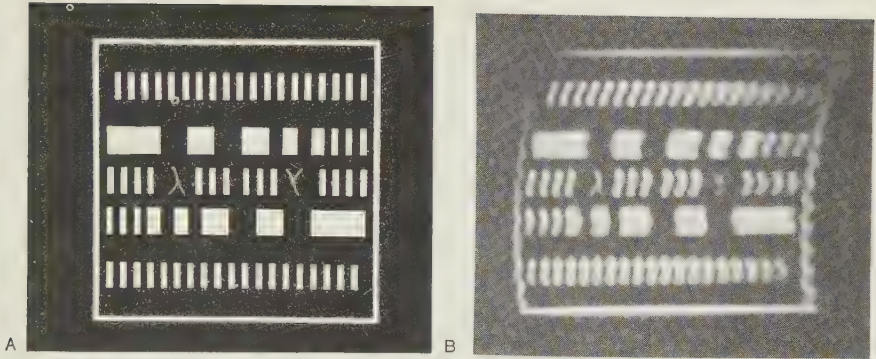


Abb. II-20 Testmuster: (A) Original, (B) übertragenes Bild

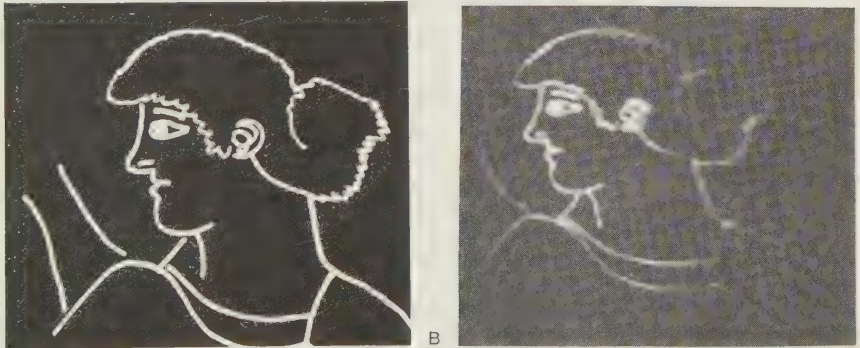


Abb. II-21 Binäres Objekt: (A) Original, (B) übertragenes Bild

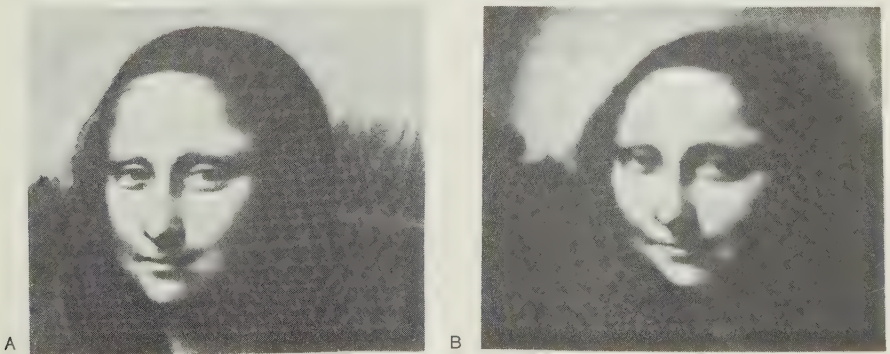


Abb. II-22 Gauthon-Objekt: (A) Original, (B) übertragenes Bild

Nach der Übertragung folgt:

$$I_2(x_4, y_4) = \iint O(x_4, y_4) \operatorname{rect}\left(\frac{y_2 - v_1 t}{\Delta y}\right) \operatorname{rect}\left(\frac{y_4 - v_2 t}{\Delta y}\right) dy_2 dt \quad (\text{II-18})$$

Dieses Integral stellt eine zweifache Faltung dar. Die Auflösung im Bild wird dabei begrenzt durch:

$$\begin{aligned} \int \operatorname{rect}\left(\frac{y_2 - v_1 t}{\Delta y}\right) \operatorname{rect}\left(\frac{y_4 - v_2 t}{\Delta y}\right) dt &\sim \int \operatorname{rect}\left(\frac{t}{\Delta y}\right) \operatorname{rect}\left(\frac{y_4 - y_2 v_2/v_1 + t v_2/v_1}{\Delta y}\right) dt \\ &\sim \operatorname{trian}((y_4 - y_2)/\Delta y) \quad \text{für } v_1 = v_2 \end{aligned} \quad (\text{II-19})$$

Das Punktbild des Systems in y -Richtung ist damit gegeben durch eine Dreiecksfunktion der Breite $\Delta y(1+v_1/v_2)$. Im verzerrungsfreien Fall ($v_1=v_2$) beträgt die kleinste auflösbare Länge also etwa $2 \Delta y$. Damit liegt die Auflösung in y -Richtung um einen Faktor 2 unter der Auflösung im parallelen System. Dies ist auch an den Bildbeispielen in Abb.II-20,21,22 im Vergleich zu Abb.II-16,17,18 zu erkennen. Es wurde wiederum eine Faser von $100\mu\text{m}$ Durchmesser und ca. 1m Länge verwendet. Die Krümmung des Bildfeldes ist darauf zurückzuführen, daß hier an Stelle eines Geradsichtprismas Einzelprismen eingesetzt wurden. Außerdem sind Schwingungen des Abtastsystems zu beobachten, die bei späteren Aufbauten (vgl. II.2.3.4.) beseitigt wurden.

Für die Anzahl der übertragbaren Bildelemente erhalten wir jetzt:

$$N_s = \Delta t \Delta BW \quad \Delta BW: \text{Bandbreite einer Einzelfaser} \quad (\text{II-20})$$

Das serielle System zeigt also im Vergleich zum parallelen System beschränkte Übertragungskapazität wegen der zeitlichen Abtastung und eine leicht verminderte Auflösung. Außerdem werden synchronisierte Abtasteinrichtungen beim Sender und Empfänger notwendig. Andererseits benötigt man hier keine justierten und beschädigungsempfindlichen Faserbündel. Die subjektive Bildqualität steigt bei der seriellen Übertragung gegenüber dem parallelen System, da die störenden Streifenstrukturen vermieden werden.

An Stelle der Faser kann natürlich auch das Objekt und der Empfänger bewegt werden oder über einen beweglichen Spiegel abgetastet werden. Dieses Verfahren nutzt zusätzlich die Möglichkeit, das Abbildungssystem stets im Bereich der optischen Achse zu verwenden und damit die Abbildungsfehler klein zu halten.

II.2.3.4. Parallel-serielle Mischübertragung

Mit einem System, das im Konzept zwischen serieller und paralleler Übertragung liegt, können wir die Vorteile beider Typen vereinigen. Es bietet relativ hohe Übertragungskapazität bei relativ einfacher Faserbündelstruktur. Die Übertragung erfolgt dabei über ein begrenztes Faserbündel, das zusätzlich am Ein- und Ausgang synchron abtastet (Abb.II-23). Dadurch

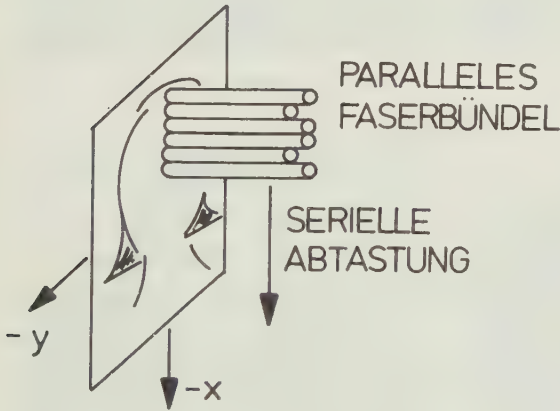


Abb.II-23

Anordnung zur parallel-seriellen Mischübertragung

werden die typischen Fehler der parallelen Übertragung (Streifenstruktur) vermieden und außerdem durch die Verwendung mehrerer Faser hohe Lichteffektivität erreicht. Die Übertragungskapazität liegt wegen der beschränkten Anzahl der Fasern ($N \approx 10$) zwischen paralleler und serieller Übertragung. Die Bildbeispiele in Abb.II-24,25,26,27 zeigen die Ergebnisse einer Anordnung von 7 Glasfasern mit ca. 1m Länge. Der Faserdurchmesser der hier verwendeten Glasfasern (Fibroflex) beträgt $43\mu\text{m}$, weshalb diese Ergebnisse nicht direkt mit den Versuchsergebnissen der parallelen oder seriellen Übertragung vergleichbar sind. Bei Verwendung eines hochempfindlichen Films (27 DIN) als Empfänger ist eine Bildübertragung in ca. 5s abgeschlossen. Trotz unpolierter Faserenden kommt damit die Datenübertragung bereits in den Bereich von 5Mbit/s ($\approx 1000 \times 1000$ Punkte mit je 5 bit). Im speziellen Fall von Abb.II-25 haben wir die folgenden Werte erreicht:

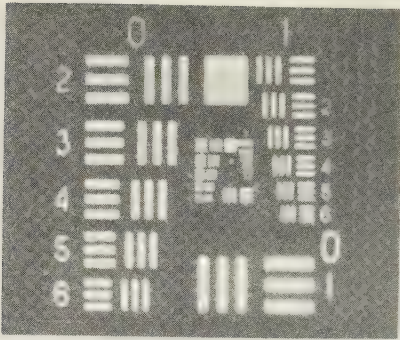


Abb. II-24 Übertragenes Testmuster

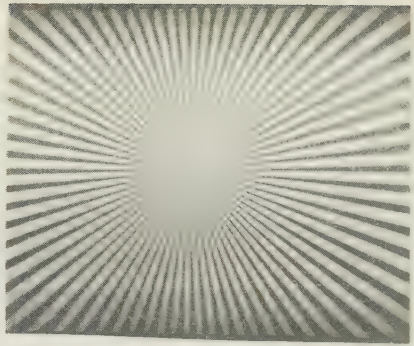
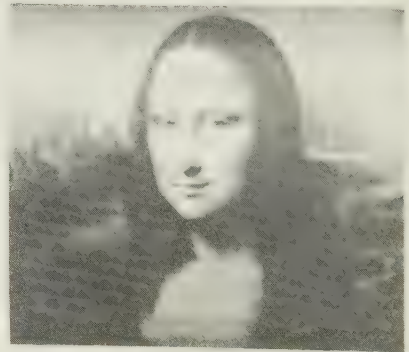


Abb. II-25 Übertragenes Testmuster

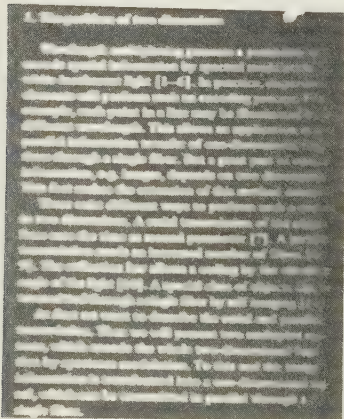


A



B

Abb. II-26 Grafton-Objekt: (A) Original, (B) übertragenes Bild

Abb. II-27
Übertragenes Textstück

Anzahl der Bildpunkte in x-Richtung : $N_x = 500$ Punkte

Anzahl der Bildpunkte in y-Richtung : $N_y = 220$ Punkte

Bei 7bit-Grautonauflösung entspricht dies einer digitalen Übertragung von 0,15 Mbit/s oder einer analogen Übertragung von etwa 1,5MHz.

Zusätzlich zeigen wir auf der Farbtafel (Seite22) zwei der mit dieser Anordnung übertragenen Bilder. Dabei ist deutlich die Wellenlängen-Codierung der senkrechten Bildspalten zu erkennen, die in den Spektralfarben wiedergegeben sind.

II.2.3.5. Elektronische Bildabtastung

Die bei der seriellen Bildübertragung verwendete mechanische Abtastung kann teilweise oder auch völlig durch elektronische Konzepte ersetzt werden. Ein Verzicht auf Mechanik ist wünschenswert wegen der hohen Herstellungskosten, der Fehleranfälligkeit und auch der Notwendigkeit zur Wartung. Als alternative Möglichkeiten in einem optischen Übertragungssystem kommen z. B. akusto-optische oder elektro-optische Modulatoren in Frage. Allerdings können diese Komponenten im allgemeinen leider nur einen einzelnen Punkt in der Helligkeit steuern. Monitore, deren Bildschirm eine möglichst breite Wellenlängen-Verteilung abstrahlt, oder Anordnungen von Flüssigkristall-Elementen sind daher besser geeignet. Noch günstigere Möglichkeiten ergeben sich auf der Empfängerseite. Es existieren bereits schnelle und empfindliche CID oder CCD Zellen, die sogar Faksimile Qualität (2048 Punkte) bieten können. Ein System mit einer solchen Komponente ist in Abb.II-31 gezeigt. Anstatt der mechanischen Abtastung wird hier einfach in festen Abständen die Empfängerzelle ausgelesen, wobei in der Zwischenzeit das Objekt am Sender wieder um einen Schritt weiterbewegt werden kann. Eine elektronische Verarbeitung des empfangenen Signals kann zusätzlich zur Bildverbesserung und Bildkorrektur verwendet werden.

Zur Demonstration haben wir mit Hilfe einer 128-elementigen CID-Zelle dieses Konzept verwirklicht. Tatsächlich hatten wir eine ganze CID-Kamera mit 128x128 Punkten zur Verfügung, von der allerdings nur jeweils zwei Spalten ausgelesen wurden. Das gesendete Signal wird in

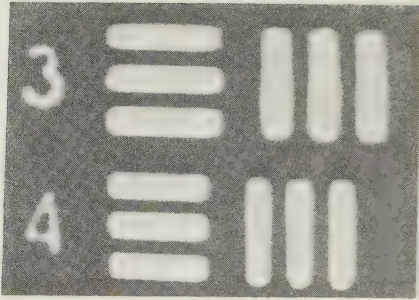


Abb. II-28
Übertragenes Testmuster

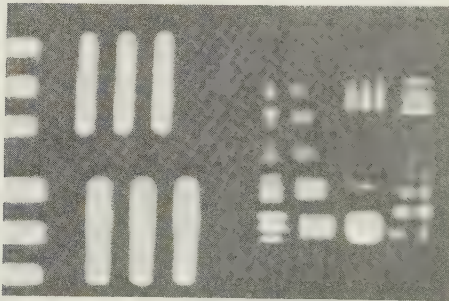
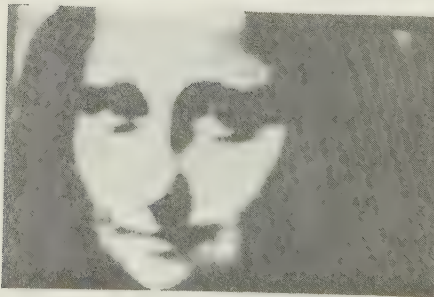
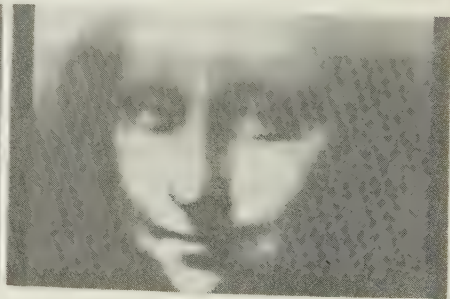


Abb. II-29
Übertragenes Testmuster



A



B

Abb. II-30 Übertragenes Grautonbild: (A) Ausgabe auf Monitor, (B) Ausgabe direkt auf Film

diesen zwei Spalten gemessen, entsprechend der spektralen Empfindlichkeit korrigiert und dann über die zwei benachbarten Zeilen gemittelt. Danach kann das Original-Objekt um eine Zeile weiterverschoben werden. Die Breite einer Spalte im CID-Array beträgt $50\mu\text{m}$, so daß bei einer Übertragung im Maßstab 1:1 etwa Einzelheiten bis $100\mu\text{m}$ aufgelöst werden können. Die Taktfrequenz ist durch den Anschluß an den Rechner auf $25\mu\text{s}$ beschränkt und könnte im Prinzip höher liegen. Die Übertragungskapazität im Experiment betrug daher ca. $40 \cdot 10^3$ Bildpunkte/s. Sie kann aber bei einem entsprechend größeren Array und bei höherer Taktfrequenz ohne weiteres gesteigert werden. Wegen der niedrigen Intensitäten lag das Verhältnis zwischen Signal und Dunkelstrom mit 1,5:1 relativ ungünstig. Damit können etwa 50 Grautonwerte unterschieden werden, was aber durchaus Fernsehqualität entspricht. Ein Korrekturalgorithmus berücksichtigt sowohl die spektrale Empfindlichkeit der Empfängerzeile als auch die spektrale Verteilung der Xenon-Lichtquelle. Die Ergebnisse (Abb.II-26,27) zeigen die zu erwartende Auflösung von ca. 128 Punkten in y-Richtung. Für Faksimile-Qualität müßte dann ein Empfänger mit mindestens der 10-fachen Punktzahl verwendet werden. In diesem Sinn können die Beispiele nur als Bildausschnitt von entsprechend größeren Vorlagen aufgefaßt werden. Daß die Grautonauflösung noch über der Fernsehqualität liegt, belegt Abb.II-28. Hier wurde das rekonstruierte Bild einmal auf einem Fernsehmonitor und einmal direkt auf Film über ein Optonics-System ausgegeben. Das Optonics System besitzt eine theoretische Auflösung von 255 Grauwerten.

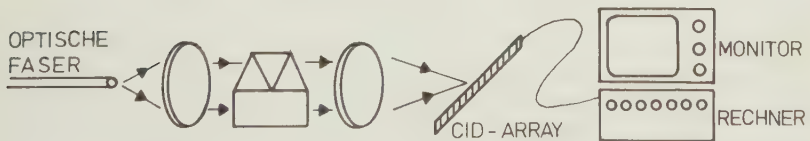


Abb. II-31 Aufbau zur elektronischen Abtastung mit einer einzelnen CID-Zeile

II.2.3.6. Multiplexe Übertragung

Falls die Übertragungskapazität einer Einzelfaser nicht durch die Punkte einer Objektzeile ausgenutzt wird, dann können gleichzeitig zusätzliche Daten, z.B. weitere Objektzeilen, durch die gleiche Faser übertragen werden. Diese Methode der Kanalausnützung entspricht einer weiteren Multiplex-Anwendung. Im folgenden Abschnitt stellen wir dazu zwei Möglichkeiten vor, bei denen mehrere Zeilen, d.h. ganze Bilder gleichzeitig durch eine Einzelfaser übertragen werden. Allerdings bleibt die übertragbare Anzahl von Bildpunkten stets kleiner oder gleich der Anzahl der auflösbaren spektralen Elemente (Orts-Bandbreite-Produkt des Bildes $\leq$ Übertragungskapazität der Faser).

A Versetzte Licht-Einkoppelung

Die Einkoppelung des Lichts erfolgte bisher durch einen einzelnen Spalt an einer festen Stelle x_0 . Dort ist die Wellenlängen-Verteilung gegeben durch (Abb.II-32):

$$\begin{aligned} I(\lambda) &= L(\lambda) \int \delta(x_2 - a_d \lambda) \delta(x_2 - x_0) dx_2 \\ &= L(\lambda) \delta(a_d \lambda + x_0) \end{aligned} \quad (\text{II-21})$$

Im folgenden wird wieder $L(\lambda) = 1$ angenommen. Falls die Breite einer Objektzeile Δx_0 kleiner als die entsprechende spektrale Breite $a_d \Delta \lambda_0$ des übertragenen Lichtes ist, dann können insgesamt N Zeilen gleichzeitig codiert werden:

$$N = a_d \Delta \lambda_0 / \Delta x_0 \quad (\text{II-22})$$

Da durch die Wahl der Position x_0 des Eintrittspaltes das Zentrum der verwendeten Wellenlängen und damit der gesamte ausgenutzte Wellenlängen-Bereich festliegt, können verschiedene, versetzte Spalte bei $x_n = nx_0$ jeweils unterschiedliche Wellenlängen-Gebiete abtrennen:

$$\begin{aligned} I_1(\lambda) &= \iint \delta(x_2 - a_d \lambda, y_2) \sum_n \delta(x_2 - nx_0, y_2 - ny_0) dx_2 dy_2 \\ &= \sum_n \delta(a_d \lambda + nx_0, ny_0) \end{aligned} \quad (\text{II-23})$$

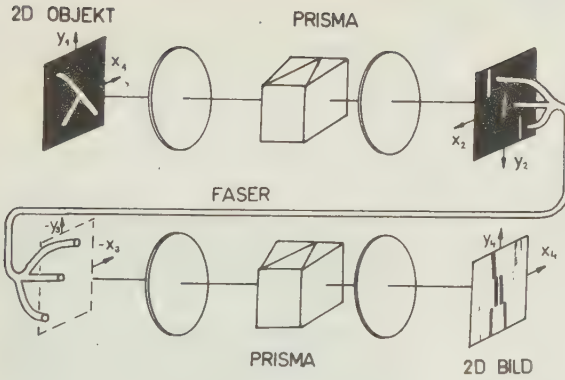


Abb. II-32
Prinzip der versetzten
Lichteinkoppelung

Um Überschneidungen zu vermeiden, müssen wir dabei fordern:

$$x_0 \geq \Delta x_0 \quad \text{mit} \quad Nx_0 \leq a_d \Delta \lambda_0 \quad (\text{II-24})$$

Auf diese Weise werden N Zeilen im Abstand y_0 unabhängig verschlüsselt, und die Information kann in einem Block übertragen werden. Das Spektrum des übertragenen Lichts enthält die Objektinformation in abgetasteter Form, die Zeilen sind hintereinander angeordnet. Die Abtastung erfolgt dabei völlig passiv ohne jegliche bewegliche Komponenten. Nach einer Zerlegung des Spektrums nach Wellenlängen erhalten wir daher:

$$\begin{aligned} I_2(x_4) &= \int \sum_n O(a_d \lambda + nx_0, ny_0) \delta(x_4 - a_d \lambda) d\lambda \\ &\sim \sum_n O(x_4 + nx_0, ny_0) \end{aligned} \quad (\text{II-25})$$

Am Ausgang liegt die Information damit in eindimensionaler Form vor. Zur zweidimensionalen Ausgabe kann ein ähnlicher Aufbau wie am Eingang der Faser verwendet werden. Spaltet man das Licht in N verschiedene Faserenden, dann produziert das Spektroskop N verschobene Spektren:

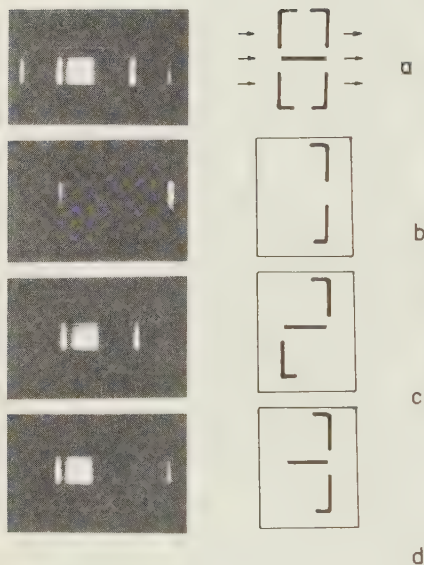


Abb. II-33

Übertragung von 3 Zeilen einer 5-Segment-Darstellung gleichzeitig durch eine einzelne Faser

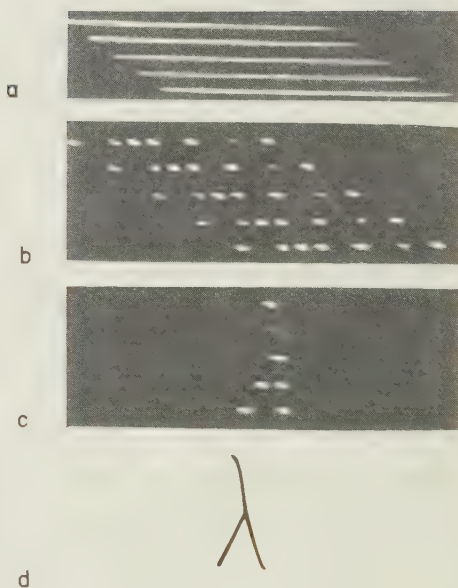


Abb. II-34

Übertragung von 5 Zeilen mit zweidimensionaler Darstellung: (a) verschobene unmodulierte Spektren, (b) verschobene modulierte Spektren, (c) Bild, (d) Original

$$I_3(x_4, y_4) \sim \sum_m \sum_n O(x_4 + nx_0, ny_0) \delta(y_4 - my_0) \quad (II-26)$$

Beschränken wir uns auf den Bereich $n=m$, dann folgt:

$$I_3(x_4, y_4) \sim \sum_n O(x_4, ny_0) \delta(y_4 - ny_0) \quad (II-27)$$

Dies ist gerade die Darstellung von N Objektzeilen im Abstand y_0 untereinander. Das Objekt ist also wieder in zweidimensionaler Form hergestellt, allerdings unter Verlust von einem Anteil $(N^2 - N)/N$ des übertragenen Lichts. Dies schränkt die Effektivität der Methode erheblich ein. Andererseits könnte die zusätzliche, redundante Information z.B. bei einer elektronischen Abtastung noch genutzt werden.

In der Praxis haben wir die Lichteinkoppelung von verschiedenen Punkten und die Aufspaltung in mehrere Faserenden durch Kombination einer Übertragungsfaser mit relativ großem Durchmesser und kurzen Faserbündeln erreicht. Abb.II-33 zeigt das Ergebnis einer Übermittlung von je $N=3$ Zeilen einer 5-Segment Darstellung von Ziffern. Das Ergebnis ist eindimensional wiedergegeben, wobei die Zeilen hintereinander angeordnet sind. Für eine zweidimensionale Darstellung des Buchstabens λ haben wir $N=5$ Zeilen verwendet. Abb.II-34 gibt sowohl die 5 verschobenen, modulierten Spektren (b) als auch die Rekonstruktion der Komponenten $n=m$ wieder (c). Ähnlich wie im Fernsehbild tritt auch hier eine Zeilenstruktur auf, die durch die Abtastung des Objektes bei der Eingabe in das Übertragungssystem und die entsprechende Ausgabe hervorgerufen wird.

B Spatiale Puls-Modulation

Die zweite Methode zur multiplexen Übertragung basiert auf spatialer Puls-Modulation /58/. Zur Umwandlung des zweidimensionalen Objektes $O(x,y)$ in ein eindimensionales Signal wird dazu mit einem Gitter $G(x,y)$ der Periode x_0 multipliziert, das um einen kleinen Winkel ϵ gedreht wurde. Zur Vereinfachung bestehe das Gitter aus beliebig engen Spalten (Abb.II-35, 36):

$$G(x,y) = \sum_n \delta(x - nx_0 - y \tan \epsilon) \quad \text{mit } x_0 \approx x_0 / \cos \epsilon$$

$$O'(x,y) = O(x,y) \cdot G(x,y) \quad (II-28)$$

Nach einer Mittelung über y , d.h. Integration über y , enthält das nun eindimensionale Signal unter bestimmten Voraussetzungen noch die gesamte Objektinformation:

$$\int O(x,y)G(x,y) dy = \int O(x,y) \sum_n \delta(x-nx_0-y\tan\epsilon) dy = \text{const.} \cdot \sum_n O(x, \frac{x-nx_0}{\tan\epsilon}) \quad (\text{II-29})$$

Offensichtlich können wir von jeder Spalte des Objektes (d.h. bei konstanter y -Koordinate) nur noch die Objektfunktion an Punkten im Abstand von x_0 zurückgewinnen. Dies ist ausreichend zur Rekonstruktion des gesamten Objektes, falls im Objekt keine Einzelheiten in x -Richtung kleiner als die Gitterperiode x_0 waren:

$$\delta x > x_0 \quad (\text{II-30})$$

Damit die Summanden in (II-29) nicht überlappen, muß außerdem die Ausdehnung des Objektes in y -Richtung δy beschränkt werden:

$$\Delta y \leq x_0 / \tan\epsilon \quad (\text{II-31})$$

Anschaulich muß also der Abstand der Gitterspalte unter der Ortsauflösung im Objekt liegen und die Kippung des Gitters um den Winkel ϵ muß so klein bleiben, daß in der Projektion auf die y -Achse die Spalte nicht überlappen. Die Projektion aus der Überlagerung von Objekt und Gitter zeigt dann gerade wieder $O(x,y)$ als eindimensionales und abgetastetes Signal. Diese Tatsache ist besonders einfach in der Ortsfrequenzebene zu übersehen. Das Ortsfrequenzspek

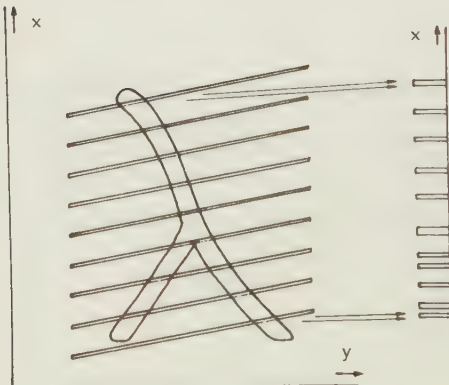


Abb. II-35

Eindimensionale Codierung eines zweidimensionalen Bildes durch spatiale Puls-Modulation

trum des um den Winkel ϵ gedrehten Gitters kann dargestellt werden als:

$$\tilde{G}(\mu, \nu) = \sum_n \delta(n\mu_1, n\nu_1) \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} \mu_1 &= v_0 \cos \epsilon \\ \nu_1 &= v_0 \sin \epsilon \\ v_0 &= 1/x_0 \end{aligned} \quad (\text{II-32})$$

Eine Faltung dieses Delta-Kamms mit dem spatialen Objektspektrum erzeugt zahlreiche, gegenseitig verschobene spatiale Spektren:

$$\tilde{O}(\mu, \nu) * \tilde{G}(\mu, \nu) = \sum_n \tilde{O}(\mu - n\mu_1, \nu - n\nu_1) \quad (\text{II-33})$$

Um eine Überlappung der Summanden in μ -Richtung zu vermeiden, muß der entsprechende Abstand größer sein als die Ausdehnung der Spektren. Wir erhalten damit wieder Bedingung (II-30):

$$\mu_1 > \Delta\mu \quad \text{oder} \quad \delta x > 1/\mu_1 = x_0 / \cos \epsilon \simeq x_0 \quad \text{bei kleinen Winkeln } \epsilon \quad (\text{II-34})$$

Die Mittelung über y , d.h. die Faltung mit einer Konstanten, entspricht in der Ortsfrequenz-ebene einer Multiplikation mit $\delta(\nu)$:

$$\delta(\nu) \sum_n \tilde{O}(\mu - n\mu_1, \nu - n\nu_1) = \sum_n \tilde{O}(\mu - n\mu_1, -n\nu_1) \quad (\text{II-35})$$

Diese Summe beschreibt wieder eine Folge von Zeilen. Damit keine Information verloren geht, dürfen die Abstände ν_1 nicht zu groß gewählt werden:

$$\begin{aligned} \nu_1 &\leq \delta\nu = 1/\Delta y \\ \text{also} \quad \frac{\sin \epsilon}{x_0} &\leq 1/\Delta y \quad \text{oder} \quad \Delta y \leq \frac{x_0}{\sin \epsilon} \end{aligned} \quad (\text{II-36})$$

Da bei kleinen Winkeln $\sin \epsilon \simeq \tan \epsilon$ gilt, entspricht (II-36) der bereits abgeleiteten Bedingung (II-31) für das Objekt.

Optisch erreichen wir diesen Typ der Codierung mit einem Gitter, bei dem die Spaltbreite sehr klein gegenüber der Periode bleibt. Die Integration erfolgt als "Verschmierung" mit einer Zylinderlinse. Dieses nun eindimensionale Signal kann wiederum wellenlängen-codiert übertragen werden. Die Decodierung zur Rekonstruktion eines zweidimensionalen Bildes ist im Prinzip auf analoge Weise möglich. Wegen der starken Lichtverluste, die dabei auftreten, ist dieses Verfahren in der Praxis mit erheblichen Problemen verbunden. Eine Erhöhung der Lichteffektivität ermöglichen dagegen Anordnungen von parallelen Zylinderlinsen anstelle der Rechteckgitter.

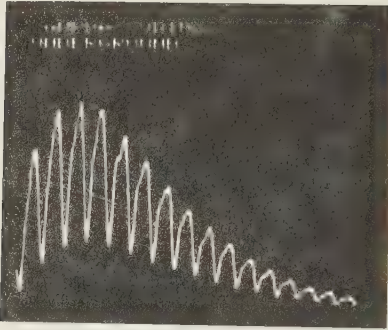


Abb. II-37 Spektrale Empfindlichkeit

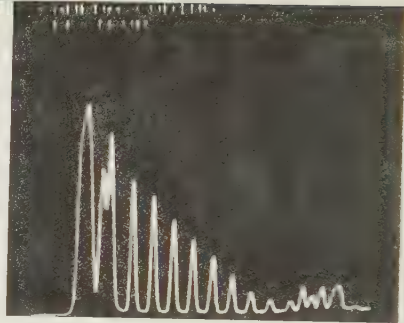
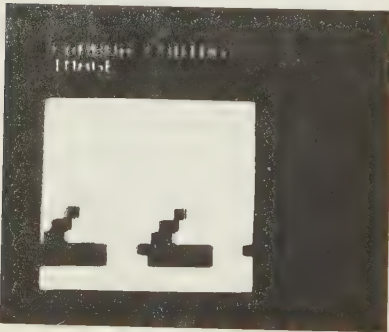
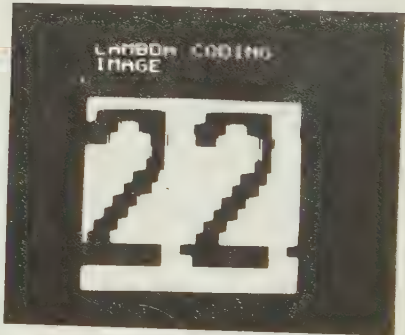


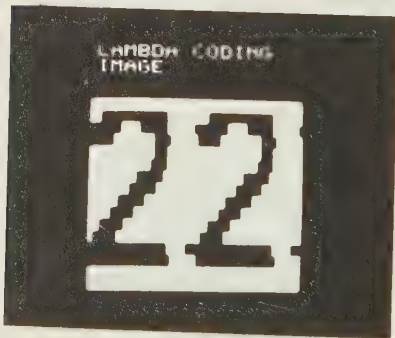
Abb. II-38 Messung des übertragenen Spektrums



A



B



C

2

D

Abb. II-39 Übertragung durch spatiale Puls-Modulation: (A) Rekonstruktion aus dem gemessenen Spektrum, (B) Rekonstruktion nach Korrektur der spektralen Empfindlichkeit, (C) Rekonstruktion nach Hardclipping, (D) Original

Für die Ergebnisse in Abb.II-37,38,39 haben wir das übertragene Spektrum daher mit einem Photomultiplier aufgezeichnet und mit einem Kleinrechner ausgewertet. (Abb.II-36). Dadurch konnte zusätzlich auch einfach die spektrale Charakteristik der Beleuchtung und des Übertragungssystems korrigiert werden. Die Ausgabe erfolgte über einen Fernsehmonitor. Die erreichte Ortsauflösung entspricht dabei den ca. 400 gemessenen spektralen Komponenten.

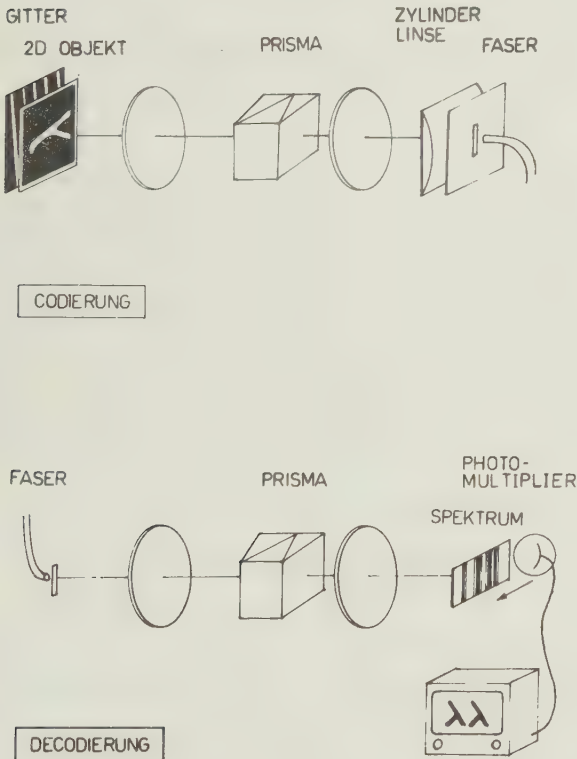


Abb. II-36 Aufbau zur Übertragung mit spatialer Puls-Modulation

II.2.4. Codierung von Ortsfrequenzen

II.2.4.1. Pseudofarbendarstellung von Ortsfrequenzen

Das Konzept der Wellenlängen-Codierung wenden wir nun mit der Farbdarstellung von Ortsfrequenzen auf ein neues Gebiet an. Durch die Fouriertransformations-Eigenschaften von Linsen ist die Ebene der Ortsfrequenzen für eine optische Informationsverarbeitung besonders einfach zugänglich. Hinzu kommt, daß bei der Auswertung bildhafter Information wie Luft- oder Röntgenaufnahmen die Ortsfrequenzebene häufig viel geeigneter zur Unterscheidung von Texturen oder Mustern ist als die Ortsebene. Diese Möglichkeiten werden deutlich, wenn wir als Beispiel ein Luftbild betrachten. Als Strukturen könnten darin etwa Teile einer Stadt, von Feldern und Wasserflächen enthalten sein. Diese drei Mustertypen lassen sich in der Ortsfrequenzebene besonders gut trennen. Das Wasser mit einer gleichförmigen Oberfläche enthält im wesentlichen ganz niedrige Ortsfrequenzen, das Feld hingegen mit zahlreichen Einzelpflanzen besteht hauptsächlich aus sehr hohen Ortsfrequenzen. Die Stadtstruktur mit etwa einem cartesischen System von Straßenzügen bevorzugt schließlich Ortsfrequenzen auf zwei senkrecht stehenden Achsen. Eine Trennung dieser Muster können wir damit optisch sehr einfach durch geeignete Filter in der Ortsfrequenzebene erreichen. Für die Ausgabe des Ergebnisses ist dann eine Wiedergabe in Pseudofarben vorteilhaft, z. B. blau für Wasser, grün für Feld und rot für Stadt. Eine solche kontrasterhöhende Farbdarstellung erleichtert ganz wesentlich eine visuelle Endauswertung, denn das Farbunterscheidungsvermögen mit mehreren tausend Abstufungen liegt erheblich über der Grauwertunterscheidung von etwa 50 Stufen.

Um eine farbige Ausgabe bei der optischen Verarbeitung zu erreichen, muß das Original natürlich mit polychromatischem Licht beleuchtet werden. Für die Filterung der Ortsfrequenzen bestehen dann mehrere Möglichkeiten. Bei der klassischen Methode verwendet man ein wellenlängen-selektives Filter, das z. B. in den hohen Frequenzen nur für die grünen Anteile des Lichtes durchlässig ist. Damit erscheinen dann im verarbeiteten Bild etwa die Wiesen in grün. Bei der Herstellung dieser Filter treten aber in der Praxis häufig Probleme auf, zumindest wenn man mehr als drei Grundfarben wie bei einem herkömmlichen Farbfilm ausnutzen will. Unsere

Methode der Wellenlängen-Codierung vermeidet diese Schwierigkeiten, da die Farbselektion nicht durch die Filter selbst erfolgt und damit schwarz-weiße Transparenzen ausreichen. Dadurch können auch komplizierte Filterstrukturen verwirklicht werden, die z. B. unter Rechner-Kontrolle bestimmt werden.

Bevor wir auf die experimentelle Durchführung eingehen, sollen noch zwei weitere Möglichkeiten zur Pseudofarbendarstellung erwähnt werden. Sowohl mit digitalen als auch mit TV-elektronischen Mitteln kann eine Pseudofarben-Codierung durchgeführt werden. Gegenüber den optischen Methoden verfolgt man dabei meistens ein Konzept, bei dem das eingegebene Bild in der Ortsebene verarbeitet wird. Das bedeutet dann, daß anstatt der Ortsfrequenzen die Grautonwerte in Farben dargestellt werden.

II.2.4.2. Experimentelle Anordnung

Unser Aufbau zur Filterung der Ortsfrequenzen ist in Abb.II-40 wiedergegeben. Die Grundidee läßt sich daraus einfach ablesen. Das zu verarbeitende Bild wird mit weißem Licht beleuchtet und in der (x_2, y_2) -Ebene nach Ortsfrequenzen zerlegt. Eine Abbildung durch ein Gitter oder Prisma spaltet das Licht nach Wellenlängen auf. Eine ausreichende Trennung der Bilder nach den verschiedenen Wellenlängen ist gesichert, wenn das Ortsfrequenzspektrum in x_F -Richtung nur eine geringe Ausdehnung besitzt. Die nun entsprechend den Wellenlängen nebeneinander liegenden, aber sonst im wesentlichen identischen Ortsfrequenzspektren können jetzt für jede Wellenlänge separat mit einem schwarz-weißen Filter verarbeitet werden. Die Farbselektion erfolgt dabei also nicht mit dem Filter, sondern schon vorher durch das Prisma oder Gitter.

Nach diesem Überblick wollen wir nun die Verarbeitungsschritte im einzelnen beschreiben. Die Objekttransparenz $O(x, y)$ wird im Aufbau von Abb.II-40 mit weißem Licht beleuchtet und Fourier-transformiert. Die spektrale Verteilung $L(\lambda)$ der Beleuchtung wird wieder als konstant im sichtbaren Bereich angenommen. In der Fourierebene engt ein Spalt das Ortsfrequenzspektrum ein. Dies erhöht die Wellenlängenauflösung des nachfolgenden Spektroskops, verringert natürlich aber auch die Ortsauflösung des verarbeiteten Bildes in x -Richtung:

$$u_1(x_F, y_F) = \tilde{O}(x_F, y_F) \operatorname{rect}\left(\frac{x_F}{\Delta x}\right) \quad (\text{II-37})$$

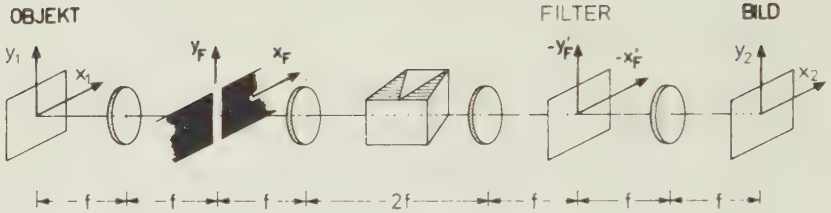


Abb. II-40 Aufbau zur Pseudofarben-Colorierung mit schwarz-weißen Filtern

$O(x_F, y_F)$ beschreibt die Fourier-Transformierte von $O(x, y)$ mit den spatialen Frequenzen v_x und v_y :

$$\begin{aligned} v_x &= x_F / \lambda f & \lambda: \text{Wellenlänge} \\ v_y &= y_F / \lambda f & f: \text{Brennweite} \end{aligned} \quad \text{mit} \quad (II-38)$$

Die Abhängigkeit der Ortsfrequenzen von der Wellenlänge ist dabei für unsere Methode ohne Bedeutung.

Eine Abbildung durch das nachfolgende Spektroskop spaltet $u_1(x_F, y_F)$ entsprechend den Wellenlängen in unterschiedlich verschobene Bilder auf:

$$u_2(x_F^!, y_F^!, \lambda) = \tilde{O}(x_F^! - a_d \lambda, y_F^!) \operatorname{rect}\left(\frac{x_F^! - a_d \lambda}{\Delta x}\right) \quad (II-39)$$

Hier beschreibt a_d wieder die Ortsdispersion des Spektroskops. Falls das Ortsfrequenzspektrum von $O(x, y)$ bereits von sich aus eine geringe Ausdehnung in x_F -Richtung besitzt, dann kann das letzte Ergebnis auch direkt als Fouriertransformation mit einer Linse durch ein dispersives Element im Strahlengang erreicht werden.

Ein schwarz-weißes Filter $\tilde{F}(x_F, y_F)$ modifiziert jetzt die nebeneinander liegenden Ortsfrequenzspektren:

$$u_3(x_F^!, y_F^!, \lambda) = \tilde{O}(x_F^! - a_d \lambda, y_F^!) \operatorname{rect}\left(\frac{x_F^! - a_d \lambda}{\Delta x}\right) \tilde{F}(x_F^!, y_F^!) \quad (II-40)$$

Eine Koordinaten-Substitution $x_F'' = x_F' - a_d \lambda$ ergibt:

$$u_3(x_F'', y_F', \lambda) = \tilde{O}(x_F', y_F') \operatorname{rect}\left(\frac{x_F''}{\Delta x}\right) \tilde{F}(x_F'' + a_d \lambda, y_F') \quad (\text{II-41})$$

$$\simeq \tilde{O}(0, y_F') \tilde{F}(a_d \lambda, y_F') \quad \text{falls } \operatorname{rect}(x_F'' / \Delta x) \simeq \delta(x_F'')$$

Die letzte Gleichung zeigt uns die Möglichkeit, mit dem Filter $\tilde{F}$ das Ortsfrequenzspektrum in y_F - bzw. v_y -Richtung unabhängig für jede Wellenlänge zu beeinflussen. Das endgültig gefilterte Farbbild der Objektfunktion entsteht dann durch eine weitere Fourier-Transformation. Dabei bewirkt die Verschiebungs-Invarianz, daß sich die verschiedenen Wellenlängenanteile wieder an der gleichen Stelle überlagern. Die ersten beiden Faktoren in Gleichung (II-41) beschreiben dann eine Faltung, die den Auflösungsverlust in x -Richtung beschreibt:

$$u_4(x_2, y_2) \sim O(x_2, y_2) * \operatorname{sinc}(x_2 \Delta x / (\lambda f)) \quad (\text{II-42})$$

Der dritte Faktor gibt die Codierung der Ortsfrequenzen durch die Wellenlänge wieder.

Im speziellen Fall einer Lichtquelle mit diskreter Wellenlängen-Verteilung $L(\lambda) = \sum_n \delta(\lambda - \lambda_n)$ wird auch eine zweidimensionale Filterung möglich. Allerdings muß dafür gesorgt werden, daß die spatialen Spektren nach der Zerlegung in die diskreten Wellenlängen nicht überlappen. Die Anzahl der möglichen Kanäle wird dann durch das Verhältnis zwischen Systembandbreite und Objektbandbreite in x -Richtung bestimmt. Für drei Grundfarben, die mit den Mischfarben nahezu den gesamten Farbraum abdecken, genügen bereits drei unabhängige Kanäle.

Die Wellenlängen-Auflösung hängt bei kontinuierlichem Beleuchtungsspektrum direkt von der Spaltbreite ab:

$$\Delta \lambda = \frac{\Delta x}{a_d} \quad (\text{II-43})$$

Zur Abschätzung einer praktischen Wellenlängenauflösung wollen wir eine Spaltbreite von 1mm annehmen. Dies entspricht einer spatialen Bandbreite von 10 Linien/mm bei $\lambda = 500\text{nm}$ und einer Transformationslinse von $f = 200\text{mm}$. Bei einer Ortsdispersion von 3cm für 300nm folgt daraus:

$$\Delta \lambda = 10 \text{ nm} \quad (\text{II-44})$$

Damit werden also etwa 30 Wellenlängenbereiche für sichtbares Licht unterscheidbar.

II.4.3. Pseudofarben proportional zur Wellenzahl

Die einfachste Darstellung mit Pseudofarben liefert eine in etwa proportionale bzw. umgekehrt proportionale Zuordnung zwischen Wellenlänge und Ortsfrequenz. Je höher die Ortsfrequenz an einer bestimmten Stelle im Objekt ist, desto niedriger soll z. B. die Wellenlänge liegen, mit der dieser Ort im Farbbild codiert ist. Für diesen Effekt verwenden wir Filter in V-Form, deren einer Arm beschrieben wird durch (Abb.II-41):

$$\tilde{F}_1(x_F, y_F) = \delta(x_F - by_F) \quad b = \text{const.} \quad (\text{II-45})$$

Aus Gleichung (II-41) folgt dann:

$$\begin{aligned} u_3(x_F'', y_F', \lambda) &= \tilde{O}(x_F'', y_F') \text{ rect}(x_F''/\Delta x) \delta(x_F'' + a_d \lambda - by_F') \\ &\approx \tilde{O}(0, y_F') \delta(a_d \lambda - by_F') \end{aligned} \quad (\text{II-46})$$

Jeder Koordinate y_F' und damit jeder Ortsfrequenz ν_y wird daher eindeutig die Wellenlänge $\lambda = (b y_F')/a_d$ zugeordnet. In der entsprechenden Farbe erscheint dann die periodische Struktur dieser Ortsfrequenz im gefilterten Bild. Da in der Praxis an Stelle der Deltafunktion im Filter eine rect-Funktion verwendet wird, entspricht dann ein schmaler Bereich von Ortsfrequenzen einem schmalen Bereich von Wellenlängen.



Abb. II-41

Filterung zur Erzeugung von
Pseudofarben für spatiale
Frequenzen

Der zweite Arm des Filters hat eine zu Gleichung (II-45) gespiegelte Form:

$$\tilde{F}_2(x_F, y_F) = \delta(x_F + by_F) \quad (\text{II-45})$$

Er erhöht die Lichteffektivität des Filters, bewirkt aber auf der anderen Seite eine zusätzliche Gitterstruktur von der doppelten Filterfrequenz. In Abb. II-42 sind ein Testmuster und Farbauszüge des gefilterten Bildes wiedergegeben. Die Farbtafel auf Seite 22 zeigt zusätzlich das farbige Ergebnis nach der Filterung des Testmusters. Die niedrigen Ortsfrequenzen erscheinen dabei in roter Farbe, während die hohen Frequenzen grün oder blau codiert sind.

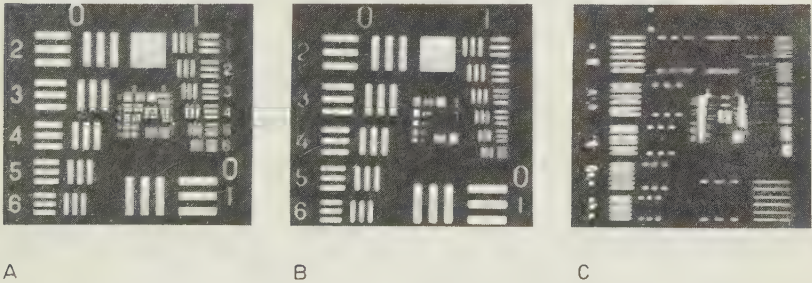


Abb. II-42 Pseudofarben-Darstellung von Ortsfrequenzen: (A) Original, (B) Rotanteil des gefilterten Bildes, (C) Grünanteil des gefilterten Bildes

II.2.2.4. Farbcodierung von Mustern

Das Wellenlängen-Codierungskonzept können wir auch auf die Farbcodierung ganzer Muster oder Texturen anwenden. Dabei ist besonders nützlich, daß schwarz-weiße Filter auch mit komplizierten Strukturen relativ problemlos herzustellen sind. Die Filter werden dazu speziell an die Objektmuster angepaßt. Nach der Filterung soll dann jedes einzelne Muster durch eine spezielle Wellenlänge gekennzeichnet sein. Zur Illustration dieses Effektes haben wir in einem Experiment jeweils Bilder $O(x,y)$ verwendet, die zwei unterschiedliche Teilmustern $O_1(x,y)$ und $O_2(x,y)$ enthalten. Nach der Filterung sollten diese Teilmuster dann in grün bzw. in rot erscheinen.

Zur Trennung der Teilmuster in der Ebene der Ortsfrequenzen haben wir Filter ähnlich zum Wiener-Konzept bestimmt, das üblicherweise zur Rauschunterdrückung bei der Bildverbesserung ausgenutzt wird /53/. Hier wird bei der Berechnung des ersten Filters die Funktion O_1 als erwünschtes Teilobjekt betrachtet und O_2 wie Rauschen behandelt. Dieses Filter soll also für die Ortsfrequenzen von O_1 im wesentlichen transparent sein und diejenigen von O_2 blockieren. Entsprechend der Wiener-Optimierung folgt daraus für das notwendige Filter:

$$\tilde{F}_1 = \frac{|\tilde{O}_1|^2}{|\tilde{O}_1|^2 + |\tilde{O}_2|^2} \quad (\text{II-48})$$

Das entsprechende Filter für die zweite Objektstruktur besitzt dann die komplementäre Form:

$$\tilde{F}_2 = \frac{|\tilde{O}_2|^2}{|\tilde{O}_1|^2 + |\tilde{O}_2|^2} = 1 - \tilde{F}_1 \quad (\text{II-49})$$

Neben diesen Wiener-Filtern existieren weitere Formen, die für spezielle Objektklassen günstiger sein können /54/. Diese Typen sollen hier aber nicht weiter diskutiert werden.

Zur Bestimmung der notwendigen Filter wurden die Ortsfrequenzspektren $|O_1(x_F, y_F)|^2$ und $|O_2(x_F, y_F)|^2$ der Muster aufgenommen (Abb. II-43). Da die eigentlichen Filter eindimensional werden sollten, konnte auch nur eine Achse dieser Spektren ausgenutzt werden. Die gemessenen Werte bei $x_F=0$ wurden dann normiert:

$$|\tilde{O}_1'(y_F)|^2 = \frac{|\tilde{O}_1(0, y_F)|^2}{\int |\tilde{O}_1(0, y_F)|^2 dy_F} \quad \text{und} \quad |\tilde{O}_2'(y_F)|^2 = \frac{|\tilde{O}_2(0, y_F)|^2}{\int |\tilde{O}_2(0, y_F)|^2 dy_F} \quad (\text{II-50})$$

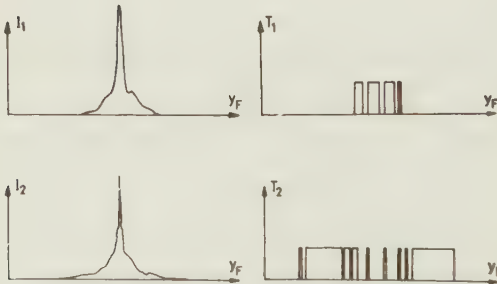


Abb. II-43

Gemessene Intensität der Ortsfrequenzspektren O_1 bzw. O_2 in Abb. II-44 A (links) mit den berechneten, binären Filtern (rechts)

Zur Vereinfachung haben wir die daraus berechneten Filter in binärer Form auf Film ausgegeben. Dabei mußte natürlich der Maßstab noch an die zu filternde Wellenlänge angepaßt werden. Das Intensitätsverhältnis zwischen den beiden Objektanteilen konnte in gewissen Grenzen durch die Breite der Filter variiert werden. Ergebnisse sind in Abb. II-44,45 und in der Farbtafel (Seite 22) wiedergegeben. Der Verlust an spatialer Auflösung könnte durch eine Überlagerung von gefiltertem und ungefiltertem Bild wieder ausgeglichen werden.

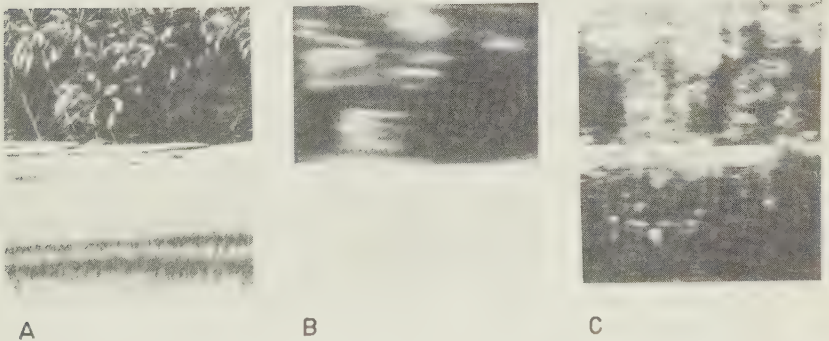


Abb. II-44 Pseudofarben-Codierung von Mustern: (A) Original, (B) Rotanteil des gefilterten Bildes, (C) Grünanteil des gefilterten Bildes

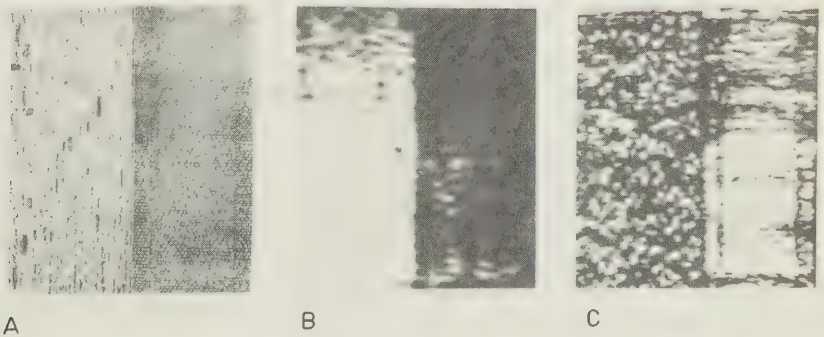


Abb. II-45 Pseudofarben-Codierung von Mustern: (A) Original, (B) Rotanteil des gefilterten Bildes, (C) Grünanteil des gefilterten Bildes

II.3. Bild-Korrelation

II.3.1. Anwendung der Korrelationsoperation

Die zweite Integraloperation aus (II-1) beschreibt eine Korrelation:

$$\int O(x) F(x-a_d \lambda) dx = (O \bullet F) \quad (\text{II-51})$$

Die Korrelation, eng verwandt mit der Faltung zweier Funktionen, stellt eine der wichtigsten Operationen in der Bildverarbeitung dar. Diese beiden Operationen Korrelation und Faltung werden z. B. angewandt zur Zeichen- und Mustererkennung, zur Bildverbesserung von defokussierten Bildern und zur Bildextraktion nach entsprechend codierenden Bildaufnahmeverfahren wie der Tomographie.

Optisch kann eine Faltung oder Korrelation bei kohärenter Beleuchtung durch Multiplikation in der Fourierebene erreicht werden. Allerdings muß dann die Fouriertransformierte einer der beiden Funktionen als Fourierhologramm vorliegen. Für die wellenlängen-multiplexe Methode dagegen genügen Transparenzen der Originalobjekte. Die Objekte sind jedoch wegen der (temporal) inkohärenten Beleuchtung auf positive Funktionen beschränkt und dürfen wegen der wellenlängen-multiplexen Methode keine Farben enthalten. Neben der einfacheren Realisierung bietet die inkohärente Verarbeitung gegenüber der kohärenten Korrelation die Möglichkeit, gedruckte Vorlagen, TV-Monitore oder Oszillographen als Eingabemedien zu verwenden /62/.

II.3.2. Prinzipieller Aufbau der wellenlängen-multiplexen Korrelation

Eine wellenlängen-multiplexe Korrelation nutzt wie bei der Übertragung wieder eine Verschlüsselung des Ortes durch die Wellenlänge aus. Deshalb ähneln sich auch die entsprechenden Aufbauten (Abb.II-46). Die Transparenz $O_1(x_1, y_1)$, die die erste der beiden Objektfunktion repräsentiert, wird durch ein dispersives Element abgebildet. Die Bilder treten dann entsprechend der Wellenlänge in der Bildebene verschoben auf:

$$I_1(x_2, y_2, \lambda) = O_1(x_2 - a_d \lambda, y_2) \quad (\text{II-52})$$

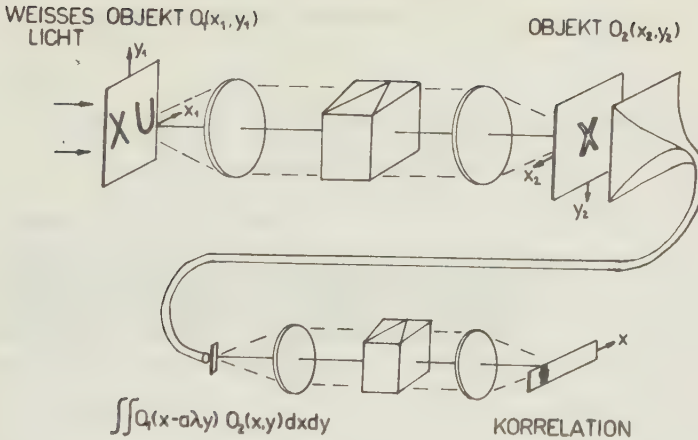


Abb. II-46 Aufbau zur wellenlängen-multiplexen Korrelation

$L(\lambda) = 1$ wird wie bisher für die spektrale Verteilung der Beleuchtungen angenommen und a_d beschreibt die Ortsdispersion. Der Abbildungsmaßstab soll zur Vereinfachung 1:1 betragen. Die vielfach verschobenen Bilder $O_1(x_2, y_2)$ dienen als Beleuchtung der zweiten Objektfunktion $O_2(x_2, y_2)$:

$$I_2(x_2, y_2, \lambda) = O_1(x_2 - a_d \lambda, y_2) O_2(x_2, y_2) \quad (\text{II-52})$$

In Abb. II-46 wird dann zum Beispiel der Buchstabe X aus der Objektfunktion O_1 für genau eine Wellenlänge λ_0 exakt auf das X in der zweiten Objektfunktion O_2 abgebildet. Das gesamte Licht hinter O_2 enthält daher einen hohen Anteil der Wellenlänge λ_0 und wird deshalb einen entsprechend hohen Peak im Spektrum zeigen. Allgemein ergibt die Integration über x_2 genau die Form einer Korrelation bezüglich x_2 . In der Praxis wird eine Integration über den ganzen Raum z. B. durch Abbildung auf ein Faserende durchgeführt:

$$I_3(\lambda) = \int O_1(x_2 - a_d \lambda, y_2) O_2(x_2, y_2) dx_2 dy_2 \quad (\text{II-53})$$

Da nun die Korrelationsfunktion in Abhängigkeit von der Wellenlänge vorliegt, muß für eine

Ausgabe der Information das Licht mit einem Spektralapparat wieder nach Wellenlängen zerlegt werden. Dies entspricht einer Decodierung von spektraler Information in Ortsinformation:

$$I_4(x) = \int \delta(x - a_d \lambda) I_3(\lambda) d\lambda \sim I_3(x/a_d) \quad (\text{II-54})$$

An Stelle der Abbildung auf ein Faserende kann die Integration auch auf andere Weise erreicht werden. Dazu wird $I_2(x_2, y_2)$ vor der spektralen Zerlegung stark um einen Faktor m verkleinert:

$$I_2^!(x_2, y_2, \lambda) = O_1((x_2 - a_d \lambda)^m, y_2^m) O_2(x_2^m, y_2^m) \quad (\text{II-55})$$

Falls $O_2(x_2^m, y_2^m)$ in x -Richtung sehr klein im Vergleich zur spektralen Verschiebung geworden ist, dann kann durch eine δ -Funktion genähert werden:

$$I_2^!(x_2, y_2, \lambda) \simeq \delta(x_2) W(y_2, \lambda) \quad \text{mit} \quad W(y_2, \lambda) = \int O_1(x_2 - a_d \lambda, y_2) O_2(x_2, y_2) dx_2 \quad (\text{II-56})$$

Eine Zerlegung nach Wellenlängen liefert ein ähnliches Ergebnis wie Gleichung (II-54). Allerdings fehlt hierbei die Integration über y_4 , die Korrelation wird also für jede y -Koordinate separat durchgeführt. Die Integration über y kann durch Einsetzen einer Zylinderlinse, die über die y -Koordinate mittelt, nachgeholt werden.

II.3.3. Zeichenerkennung

Die Zeichenerkennung durch Korrelation beruht auf der Messung des Korrelationspeaks zwischen dem unbekannten Zeichen und einem Referenzmuster /55/. Zur Sammlung des Lichtes bei der wellenlängen-multiplexen Korrelation haben wir hier die Abbildung auf ein Faserende verwendet. Das andere Ende der Faser diente dann als Eingangsspalt für ein Spektroskop. Die Übertragung des Lichts durch eine optische Faser ist dabei nicht unbedingt notwendig, kann aber in der Praxis vorteilhaft sein, um das Licht zum Spektroskop zu führen.

Ein experimentelles Ergebnis zeigt Abb. II-47. Zwei Buchstaben X und U bildeten eine Objektfunktion. Der Buchstabe X sollte erkannt werden und diente deshalb als Referenzmuster. Abhängig von der Lage des Originalbuchstabens X liefert die inkohärent-optische Korrelation den erwarteten Peak.

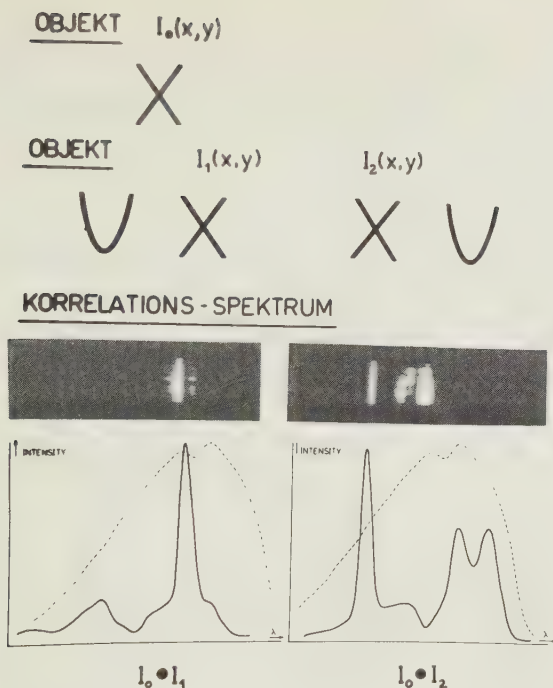


Abb. II-47

Wellenlängen-multiplexe
Korrelation zwischen X
und UX bzw. X und XU
(--- zeigt die spek-
trale Empfindlichkeit)

II.3.4. Filterung mit nicht-redundanten Filtern

Die nicht-redundanten Filter beruhen auf einem speziellen Algorithmus, der im Vergleich zum angepaßten Filter (matched Filter) mit einer stark reduzierten Anzahl von Filtern zur Zeichen-erkennung auskommt /56/. Für eine geeignete Gruppe von $N=2^K$ Zeichen O_n genügen dann K nicht-redundante Filter an Stelle von 2^K angepaßten Filtern. Das bedeutet, daß z. B. bei $32=2^5$ Zeichen zur eindeutigen Erkennung 5 Filter ausreichen. Jedes Zeichen wird dabei durch ein binäres Codewort aus 5 bit charakterisiert: (00001), (00010), (00011) usw. Die Filter liefern bei der Korrelation genau die binären Komponenten des entsprechenden Codewortes. Die notwendigen Filter können im allgemeinen reell sein. Da bei einer inkohärenten Korrelation nur positive Signale verarbeitet werden, müssen daher solche Filter zunächst in positive Anteile zerlegt werden. Die notwendige Subtraktion erfolgt dann nachträglich auf elektronische Weise.

Im folgenden wurde allerdings ein Objekt-Satz so gewählt, daß nur positive Filter auftreten. Dies ist aber lediglich eine experimentelle Vereinfachung, die in keiner Weise Voraussetzung für diese Methode ist.

Für das positive Filter-Set in der Ortsebene soll nun gelten:

$$\sum_m O_{nm} F_{mk} = B_{nk} \quad (II-57)$$

Dabei kennzeichnet O_{nm} den m-ten Punkt des n-ten Zeichens und F_{mk} repräsentiert die entsprechenden Elemente der Filtermatrix. B_{nk} entspricht den Codeworten für die Zeichen. Weiter sollen die Randbedingungen eingehalten werden:

$$O_{nm} \geq 0, \quad F_{mk} \geq 0, \quad B_{nk} \text{ beliebige Codeworte} \quad (II-58)$$

OBJEKT SATZ

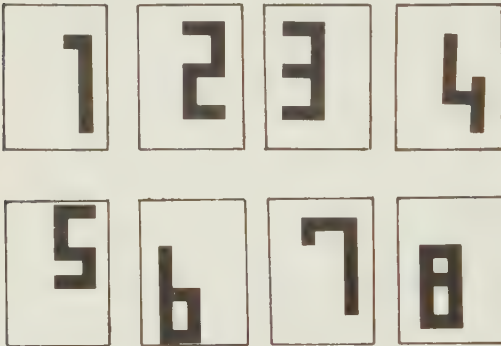


Abb. II-48
Verwendeter Objekt-Satz
aus 8 Zeichen

FILTER SATZ



Abb. II-49
Positiver Filtersatz aus
3 Filtern

Für orthogonale Zeichen Q_{nm} sind diese Bedingungen erfüllbar. Die Filter können dann als Linearkombination der Objektzeichen dargestellt werden:

$$Q_{nm} \text{ orthogonal} \rightarrow Q_{nm} Q_{nm}^T \text{ ist Diagonalmatrix} \quad (II-59)$$

$$F_{mk} = Q_{nm}^T A_{nk} = \sum_n Q_{nm}^T A_{nk}$$

Einsetzen in Gleichung (II-57) ergibt:

$$Q_{nn}^2 A_{nk} = B_{nk} \quad (II-60)$$

EINGABE OBJEKT



INTENSITÄTS- KORRELATION MIT DEM FILTER SATZ



BINÄRES CODE WORT

110

010

011

Abb. II-50 Korrelation von verschiedenen Zeichen 1, 2 und 3 mit dem Filtersatz; der Ort der drei Korrelationspeaks ist jeweils durch einen Pfeil gekennzeichnet

Mit $O_{nn}^2 > 0$ für alle n kann die letzte Gleichung mit positiven A_{nk} erfüllt werden:

$$A_{nk} = B_{nk} / O_{nn}^2 \quad (\text{II-61})$$

Es genügt daher, daß N Bildelemente im Objekt zueinander orthogonal sind. Die übrigen Anteile können dann durch ein Vorfilter F_p beseitigt werden. Ein Beispiel für einen solchen Satz von $N=8$ Objekten ist in Abb.II-48 wiedergegeben. Nach einer Vorfilterung bleiben nur noch acht orthogonale Komponenten übrig. Die drei notwendigen Einzelfilter haben wir zu einem Gesamtfilter zusammengefaßt, so daß die Korrelation mit den drei Anteilen gleichzeitig in verschiedenen Wellenlängen-Bereichen durchgeführt werden konnte (Abb.II-49). Die Korrelationspeaks mit diesen drei Filtern liefern dann gerade die in diesem Fall $K=3$ jeweils notwendigen B_{nk} für jedes Zeichen O_n . Bei binären B_{nk} entsteht dadurch für jedes Zeichen ein eindeutiges Code-Wort. Messungen sind in der Abb.II-50 wiedergegeben. Bei diesen Experimenten wurde die zweite Methode zum Lichtsammeln verwendet, die wir im Abschnitt II.3.2. beschrieben haben. Für alle Zeichen waren die logischen Werte 0 und 1 unterscheidbar. Sie könnten im Prinzip parallel durch drei Punktempfänger an festen Meßstellen bestimmt werden. Diese Methode bietet also in Verbindung mit dem Konzept der nicht-redundanten Filter praktische Vorteile. Gegenüber kohärenten Korrelationen erlaubt dieses System auch die direkte Verwendung inkohärenter Vorlagen, wie z. B. gedruckte Zeichen, TV-Monitore usw. Im Vergleich zur Bestimmung des Korrelationspeaks durch direkte Überlagerung von Eingangszeichen und Filter können hier die Korrelationspeaks parallel bestimmt werden. Ein mechanischer Wechsel der Filter fällt damit weg. Zusätzlich würden Parallel-Messungen im Bereich des Korrelationspeaks die Redundanz und damit die Erkennungssicherheit erhöhen.

II.3.5. Maßstabs-variante Korrelation eindimensionaler Signale

Ist man nur am eigentlichen Korrelationspeak zweier Funktionen interessiert, dann genügt bereits die Messung der Transparenz ihres Produkts:

$$\{O_1 \otimes O_2\}_{x=0} = \int O_1(x') O_2(x') dx' \quad (\text{II-62})$$

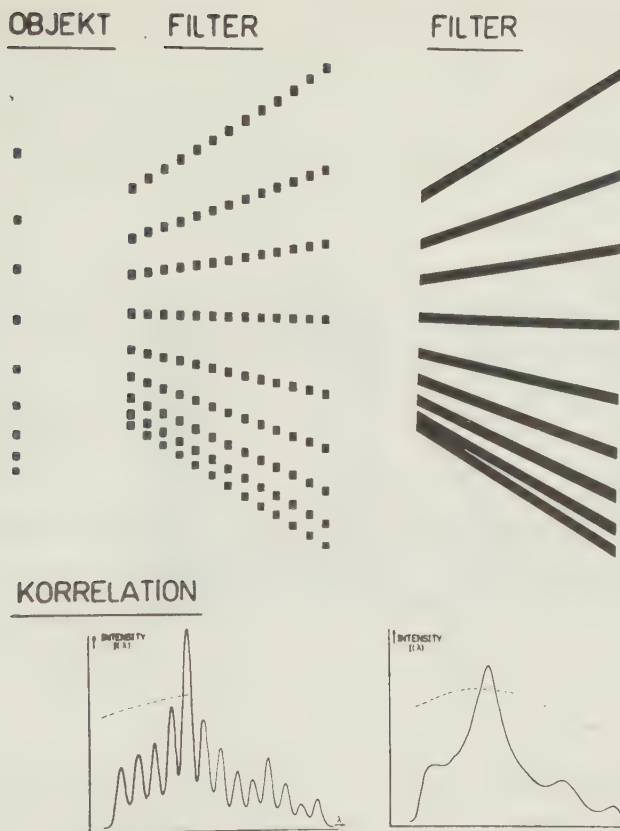


Abb. II-51 Maßstabs-variante Korrelation eindimensionaler Signale mit einem diskreten Filter (links) oder einem kontinuierlichen Filter (rechts)

Diese Operation kann direkt in monochromatischem Licht durchgeführt werden. Die zusätzliche Dimension der Wellenlänge kann dann zur Durchführung einer maßstabs-abhängigen Korrelation bei eindimensionalen Signalen ausgenutzt werden. Die Filterfunktion $O_2(x,y)$ enthält dazu die Objektfunktion $O_1(x)$ in verschiedenem Maßstab an verschiedenen Stellen:

$$O_2(x,y) = O_1(M(y)x) \quad \text{mit } M(y) = c_1 + c_2 y, \quad c_1, c_2: \text{const.} \quad (\text{II-63})$$

Falls sich am Eingang das Signal $O_1(m, x)$ befindet, wird der maximale Korrelationspeak mit dem Filter $O_2(x, y)$ bei $y = (m - c_1)/c_2$ auftreten. Dadurch kann nicht nur das Zeichen selbst, sondern auch der Maßstabsfaktor m erkannt werden (Abb. II-51). Diese Operation ist von Bedeutung bei der Verarbeitung von Radar- oder Sonar-Signalen, wo eine zeitliche Bewegung des Objektes eine Ausdehnung oder Kontraktion des reflektierten Signals durch den Doppler-Effekt verursacht. Der Maßstabsfaktor erlaubt damit Rückschlüsse auf die Geschwindigkeit und die Richtung des beobachteten Objektes. Um bei hoher Intensität des reflektierten Signals eine hohe Ortsauflösung zu erreichen, wird häufig ein einzelner Impuls durch eine Impulsfolge ersetzt. Auf diese Weise vermeidet man Funkenentladungen und Überschläge an den Zuleitungen durch die hohen elektrischen Feldstärken, die bei der kurzzeitigen Spitzenleistung eines entsprechenden Einzelimpulses auftreten könnten. Bei der stattdessen verwendeten Pulsfolge soll dann die Autokorrelation aus einem hohem Peak mit möglichst niedrigem und konstantem Untergrund bestehen. Barker-Codes oder "redundante Arrays" erfüllen solche Bedingungen [9, 50].

In der Praxis wird also die gemessene Impulsfolge im Verarbeitungssystem mit dem ursprünglichen Sendersignal in verschiedenem Maßstab korreliert. Man kann dadurch sowohl das Objekt rekonstruieren als auch aus der Doppler-Verschiebung die relative Geschwindigkeit bestimmen.

II.3.6. Zweidimensionale Korrelation

Die wellenlängen-multiplexe Korrelation ist nicht auf die eindimensionale Version beschränkt, sondern kann durch Einführung der Zeit als neuem Parameter auch in eine zweidimensionale Operation erweitert werden. Praktisch bewegen sich dazu eine Objekt-Transparenz und der Empfänger synchron zueinander. Während z. B. in horizontaler Richtung die Korrelation wellenlängen-multiplex durchgeführt wird, erfolgt die Korrelation für die unterschiedlichen Verschiebungen in vertikaler Richtung zeitlich hintereinander. Eine zeitliche Mittelung ergibt dann die komplette, zweidimensionale Integration:

$$\begin{aligned}
 I(x; y) &= \iint \delta(x - a_d \lambda) \delta(y - vt) \iint O_1(x' - a_d \lambda, y') O_2(x', y' - vt) dx' dy' dt d\lambda \quad (\text{II-64}) \\
 &\sim \iint O_1(x' - x, y') O_2(x', y' - y) dx' dy'
 \end{aligned}$$

Eine solche Operation haben wir experimentell in Form einer Autokorrelation durchgeführt. In Abb. II-52 wird das Ergebnis einer entsprechenden Computersimulation gegenübergestellt. Durch die synchrone Abtastung mit einem Spalt findet eine gewisse Mittelung über den Ort statt. Dieser Effekt macht sich vor allem durch eine Verringerung der Peak-Intensität bemerkbar.

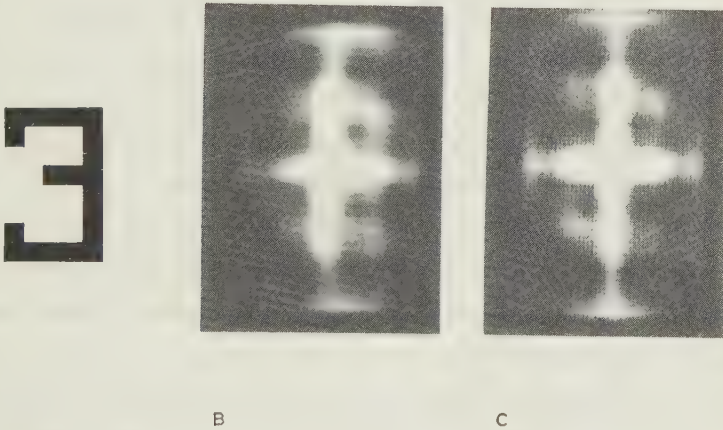


Abb. II-52

Zweidimensionale Autokorrelation: (A) Objekt, (B) wellenlängen-multiplexe, optische Autokorrelation, (C) Computer-Simulation

II.4. Bild-Transformation

II.4.1. Eigenschaften linearer Transformationen

Wir kommen nun zur allgemeinsten Integralform aus (II-1), die eine lineare Transformation beschreibt:

$$\int O(x) F(x, \lambda) = W(\lambda) \quad (\text{II-65})$$

Transformationen sind ein wichtiges Hilfsmittel allgemein in der Informationsverarbeitung und speziell in der Bildverarbeitung. Die Transformation eines Bildes kann z. B. besser geeignet sein als das Bild selbst zur Erkennung von Mustern und Strukturen, wie wir es bereits bei der Pseudofarben-Darstellung in Abschnitt II.2.4. gesehen haben. Ein transformiertes Bild kann aber auch eine günstigere und kompaktere Form zur Übertragung oder Speicherung besitzen. Fehler machen sich dann zum Beispiel nicht mehr in Form eines punktförmigen Ausfalls bemerkbar, sondern sind über das gesamte Bildfeld verteilt. Ähnliche Vorteile bietet die transformierte Form zur Datenreduktion, wo auf ein Teil der Bildinformation verzichtet werden soll ohne aber das Bild zu entstellen.

Die verschiedenen Transformationen unterscheiden sich durch ihre Basisfunktionen $F(x, \lambda)$. Bei einer experimentellen Durchführung im (temporal) inkohärenten Aufbau müssen diese Basisfunktionen allerdings nach positiven Anteilen zerlegt werden.

Falls es sich bei $O(x)$ in Gleichung (II-65) um eine diskrete Objektfunktion $O(x) = (O_1, O_2, \dots, O_n)$ handelt, würde man von einer Matrixmultiplikation sprechen:

$$\underline{O}_x \underline{F}_{x, \lambda} = \underline{W}_\lambda \quad (\text{II-66})$$

Dabei stellen $\underline{O}_x$ und $\underline{W}_\lambda$ Vektoren dar und die Matrix $\underline{F}_{x, \lambda}$ kennzeichnet die Transformation.

Die eindimensionale Operation kann auch auf zweidimensionale Objektfunktionen $O(x, y)$ angewendet werden, so daß der Begriff Bild-Transformation gerechtfertigt ist:

$$\int O(x, y) F(x, \lambda) dx = W(y, \lambda)$$

bzw. $\iint O(x, y) F(x, y, \lambda) dx dy = W(\lambda)$ (II-67)

Ein allgemeines Problem bei der Durchführung von solchen Bildtransformationen entsteht aus der Tatsache, daß trotz des maximal zweidimensionalen Eingangs- und Ausgangssignals zwischenzeitlich die Anzahl der Dimensionen erhöht wird wie hier auf die drei Dimensionen x , y und λ . Bei einer zweidimensionalen Transformation werden sogar 4 Dimensionen notwendig:

$$\iint O(x,y) F(x,y,\kappa,\lambda) dx dy = W(\kappa,\lambda) \quad (\text{II-68})$$

Im Fall separierbarer Transformationen kann dieses Integral allerdings wieder auf eine zweifache Anwendung der Operation (II-67) zurückgeführt werden. Da hierbei drei Dimensionen auftreten, kann diese Operation im allgemeinen Fall nicht in monochromatischem Licht durchgeführt werden. Bei polychromatischem Licht dagegen liefert die Wellenlänge die notwendige dritte Dimension.

II.4.2. Experimentelle Anordnung

Zur Erläuterung des experimentellen Aufbaus (Abb.II-53) dient die Transformation eines diskreten, eindimensionalen Signals. Im ersten Schritt erzeugen wir die Transformationsmatrix $F(x,\lambda)$. Sie liegt zunächst als zweidimensionale Transparenz $F(x,y)$ vor und liefert nach einer Abbildung durch ein Gitter oder Prisma bei $y=0$:

$$\begin{aligned} I_1(x_2,\lambda) &= F(x_2,y_2-a_d\lambda) \delta(y_2) \\ &= F(x_2,-a_d\lambda) \end{aligned} \quad (\text{II-69})$$

Die spektrale Verteilung der Beleuchtung soll wieder unberücksichtigt bleiben. Nach der Erzeugung der Transformationsmatrix erfolgt die Multiplikation mit der Objektfunktion:

$$I_2(x_2,\lambda) = F(x_2,-a_d\lambda) O(x_2) \quad (\text{II-70})$$

Mit einer Integration über x ist die Transformation im Prinzip beendet:

$$I_3(y_3,\lambda) = \int F(x_3,-a_d\lambda) O(x_3) dx_3 \delta(y_3) = W(\lambda) \delta(y_3) \quad (\text{II-71})$$

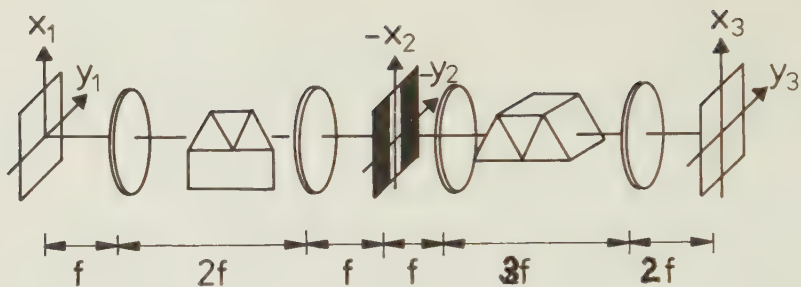


Abb. II-53 Aufbau zur Matrix-Multiplikation oder Bildtransformation

Zur Wiedergabe des Transformationsergebnisses wird aber noch einmal nach Wellenlängen zerlegt:

$$I_4(y_3) = \int W(\lambda) \delta(y_3 - a_d \lambda) d\lambda \quad (\text{II-72})$$

$$\sim W(y_3/a_d)$$

Dieses Ergebnis entspricht dem einer inkohärenten, monochromatischen Matrixmultiplikation, wie sie von Goodman et al. vorgeschlagen wurde /57/. Eine Kombination beider Methoden würde dann die Verarbeitung zweidimensionaler Funktionen erlauben. Dazu muß in Gleichung (II-70) die Transformationsfunktion über die y -Richtung gemittelt werden:

$$I_2^+(x, y, \lambda) = F(x, -a_d \lambda) O(x, y) \quad (\text{II-73})$$

Die Integration über x vollendet wieder die Operation:

$$I_3^+(x, \lambda) = \int F(x, -a_d \lambda) O(x, y) dx \quad (\text{II-74})$$

$$= W(y, \lambda)$$

Schließlich liefert eine Aufspaltung nach Wellenlängen in x-Richtung die räumliche Darstellung des Ergebnisses:

$$I_4'(x, y) = \int W(y, \lambda) \delta(x - a_d \lambda) d\lambda$$

$$\sim W(y, x/a_d) \quad (II-75)$$

Wellenlängen-Multiplexing ermöglicht hier also die parallele, eindimensionale Transformation eines ganzen Bildes. Das gleiche Resultat kann natürlich auch durch serielle Anwendung der Operation auf jede einzelne Bildspalte erreicht werden. Dabei werden die Bildspalten zeitlich hintereinander transformiert und nebeneinander auf Film ausgegeben.

II.4.3. Anwendung zur Hadamard-Transformation

Als Anwendungsbeispiel haben wir eine Hadamard-Transformation wellenlängen-multiplex durchgeführt. Diese Operation läßt sich einerseits nicht direkt optisch verwirklichen wie die Fouriertransformation und besitzt andererseits eine experimentell günstige, bipolare Form (Abb.II-54). Die Zerlegung nach positiven Anteilen liefert dadurch einfache, binäre Muster (Abb.II-55). Wegen der bipolaren Darstellung der Hadamard-Transformation würde sich auch eine Aufspaltung in einen konstanten Anteil mit z. B. dem Wert +1 und dem rein negativen Rest mit den Werten -1 oder -2 anbieten.

Als eindimensionales Testmuster haben wir das Objekt in Abb.II-56 verwendet. Es besteht aus 8 diskreten Werten. Nach der Transformation mit den beiden Anteilen der Hadamard-Transformation ergab sich am Ausgang die Intensitätsverteilung von Abb.II-57. Um dieses Ergebnis quantitativer mit den theoretischen Werten vergleichen zu können, wurden die photographischen Aufnahmen mit einem Scanningmikroskop abgetastet und mit Hilfe eines ebenfalls aufgezeichneten Wellenlängen-Spektrums korrigiert. Die dadurch erhaltenen Ergebnisse sind zusammen mit den theoretischen Werten in Abb.II-58 wiedergegeben. Durch eine direkte Datenaufnahme ohne Umweg über das Filmmaterial ließe sich die Genauigkeit noch

erheblich steigern, da dann die Filmnichtlinearitäten vermieden werden. Zur späteren Subtraktion der beiden Transformationsanteile wäre ebenfalls eine elektronische Messung wünschenswert.

Durch eine serielle Anwendung wurde schließlich auch ein ganzes Bild nach Hadamard transformiert. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Abb. II-59 zusammengestellt.

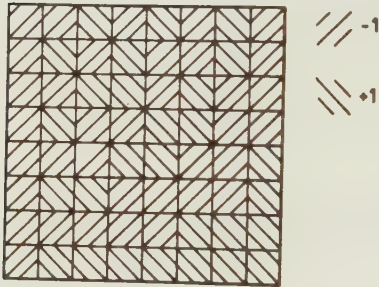


Abb. II-54 Eindimensionale Walsh-Hadamard Funktion

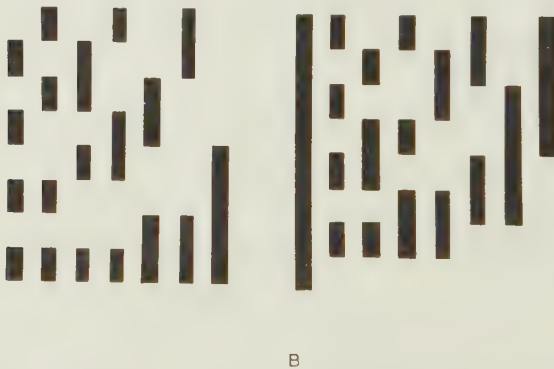


Abb. II-55 Zerlegung der eindimensionalen Walsh-Hadamard Funktion nach positiven (A) und negativen (B) Anteilen

OBJEKT



Abb. II-56

Testmuster

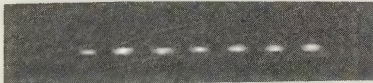
(POSITIV)



THEORIE

4 2 2 2 2 2 0 2

(NEGATIV)



THEORIE

0 2 2 2 2 2 4 2

Abb. II-57

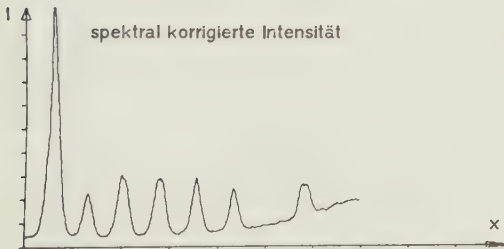
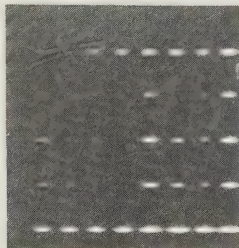
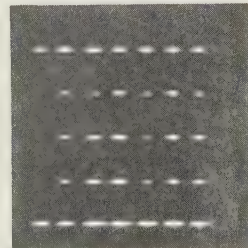
Transformation mit
den beiden Masken

Abb. II-58

Gemessene und spektral
korrigierte Intensität der
Transformation mit
dem positiven Anteil aus
Abb. II-57

B

(POSITIV)



(NEGATIV)

Abb. II-59 Hadamard-Transformation eines zweidimensionalen Bildes, (A) Original,
(B) Transformation mit den beiden positiven Masken aus Abb. II-55

II.5. Zukunftsaussichten der Bildverarbeitung mit polychromatischem Licht

Zur Einschätzung der Zukunftsaussichten bei der Ausnutzung von polychromatischem Licht sollte man zwischen der Wellenlängen-Codierung zur Übertragung durch Fasern und den übrigen Verarbeitungsmethoden unterscheiden.

Die optische Nachrichtenübertragung hat bereits die Schwelle zur Anwendung überschritten. Es dürfte daher lediglich eine Frage der Zeit sein, bis Wellenlängen-Multiplexing zumindest im infraroten Spektralbereich eingeführt wird. Die Ausnutzung eines breiten Spektralgebietes, z.B. im sichtbaren Licht, wird dagegen vorerst durch Dämpfungsprobleme der Fasern behindert. Die entscheidenden Vorteile von Wellenlängen-Multiplexing bestehen einerseits in der möglichen Erhöhung der Übertragungskapazität. Diese Zielrichtung ist zur Zeit für den infraroten Spektralbereich wesentlich. Andererseits kann die Multiplexmöglichkeit zur Vereinfachung von Übertragungssystemen bei gleichbleibender Kapazität verwendet werden, z.B. durch Ersetzen von komplizierten, elektronischen Kanal-Multiplexern durch einfache optische Kanalaufspaltung nach Wellenlängen. Dies sollte das Entwicklungsgebiet für Wellenlängen-Multiplexing bei breiten Spektralgebieten wie im Sichtbaren sein. Generell werden wellenlängen-multiplexe Systeme vorerst auf kurze bis mittlere Entfernungen beschränkt bleiben, da die optische Zwischenverstärkung Schwierigkeiten bereitet.

In Tabelle 2 sind noch einmal die wesentlichen Merkmale von wellenlängen-multiplexen Übertragungssystemen zusammengefaßt. Solche Systeme bieten gerade für den breiten Markt der

INFORMATIONSVERRARBEITUNG IN POLYCHROMATISCHEM LICHT

⊕	⊖
▷ zusätzliche Dimension neue Operationen	▷ zeitl. inkohärente Verarbeitung (positive Funktionen)
▷ Redundanzserhöhung	▷ Probleme bei Punktquellen für örtlich kohärentes Licht
▷ leistungsstarke Lichtquellen	
▷ Farbdarstellungen sind möglich	

Tabelle 1 Eigenschaften der Informationsverarbeitung in polychromatischem Licht

WELLENLÄNGEN-MULTIPLEXE, OPTISCHE NACHRICHTENSYSTEME

LICHTEINKOPPELUNG

faseroptische Koppelung		einfach, beschränkte Kanalzahl durch Faserflächen
über Spiegel		hohe Kanalzahl möglich, jedoch Justierprobleme und Reflexionsverluste
über Abbildung		einfach, Beschränkung durch Lichtleitwert
über Abbildung und spektrale Verschiebung		effektiv, hohe Kanalzahl möglich, relativ langer optischer Aufbau
mit gerichteten Lichtquellen durch Ausnutzen der gesamten numerischen Apertur		einfach mit Laser-Lichtquellen, Beschränkung durch Öffnung der Fasern, Einkoppelungseffektivität vom Eintrittswinkel abhängig

WELLENLÄNGEN-CODIERUNG

Überlagerung von zahlreichen, monochromatischen Lichtquellen (z. B. Laserdioden)		günstig bei Laserdioden
subtraktive Filterung durch Farbfilter bzw. variables Interferenzfilter		kompakter Aufbau, jedoch Lichtverluste
Zerlegung von weißem Licht im Spektralapparat (Gitter, Prisma)		günstig bei klassischen Weißlichtquellen
Einfallswinkel beim Interferenzfilter		anwendbar für geringe Wellenlängenunterschiede

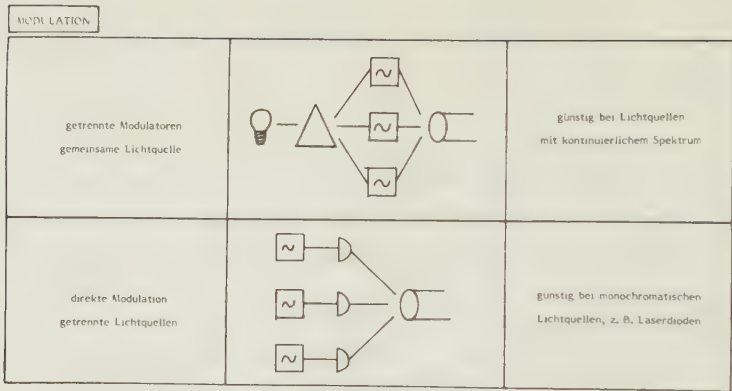


Tabelle 2

Informationsübertragung über kurze bis mittlere Entfernungen, wie z.B. Kommunikation innerhalb von Gebäuden, zwischen Rechnern usw., sinnvolle und effektive Konzepte.

Die übrige wellenlängen-multiplexe Informationsverarbeitung hängt eng mit der Entwicklung der allgemeinen optischen Informationsverarbeitung zusammen. Die Verwendung von polychromatischem Licht kann durch Redundanzhöhung die Probleme des Rauschens bei optischen Systemen vermindern oder auch völlig neue Operationen ermöglichen. Andererseits wirken natürlich die Einschränkung auf positive Funktionen und technologische Probleme der elektronisch-optischen Wandlung bei Ein- und Ausgabe hindernd. Hier können die Vorschläge zur wellenlängen-multiplexen Verarbeitung zumindest unterstützend wirken auf der Suche nach effektiven, optischen Informationsverarbeitungssystemen.

III. ANHANG

A 1. Bezeichnungen

Zum besseren Verständnis dieser Arbeit soll kurz die verwendete Bezeichnungsweise erläutert werden. Als Abkürzungen werden verwendet:

$\int$	als Integration von $-\infty$ bis $+\infty$
$\sum_n$	als Summation von $n=-\infty$ bis $n=+\infty$
ν, ν_x, ν_y	als Ortsfrequenzen
ν_t	als Zeitfrequenz
$\tilde{O}$	als Fouriertransformierte einer Funktion O
$*$	als Verknüpfung bei der Faltung
$\otimes$	als Verknüpfung bei der Korrelation
$\underline{A}_n$	Als Vektor A mit den Komponenten A_n
$\underline{A}_{mn}$	als Matrix A mit den Komponenten A_{mn}
$\text{rect}\left(\frac{x}{\Delta x}\right) = \begin{cases} 1 & \text{für } x \leq \frac{\Delta x}{2} \\ 0 & \text{für } x > \frac{\Delta x}{2} \end{cases}$	
$\text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$	
$\text{triang}\left(\frac{x}{\Delta x}\right) = \begin{cases} 0 & \text{für } x > \Delta x \\ 1 - x /\Delta x & \text{für } x \leq \Delta x \end{cases}$	

Die Literaturhinweise sind durchgehend numeriert und stehen zwischen schrägen Balken : z. B. /00/. Eigene Veröffentlichungen stehen zusammengefaßt am Ende des Literaturverzeichnisses und werden nicht speziell zitiert. Formeln und Abbildungen haben durchlaufende Nummern in jedem der Hauptkapitel I, II oder III und werden stets mit der Kapitelnummer aufgeführt, z. B. "Gleichung (I-00)".

A 2. Lichtquellen

Drei Eigenschaften von Lichtquellen, die für die Informationsübertragung und Informationsverarbeitung von Bedeutung sind, sollen im folgenden betrachtet werden: spektrale Verteilung, Kohärenzeigenschaften und statistische Eigenschaften.

A 2.1. Spektrale Verteilung

Die spektrale Verteilung einer Lichtquelle wird geprägt durch den Typ der Lichterzeugung. Nach drei Haupttypen können Lichtquellen unterschieden werden: Glühlampen, Entladungslampen, Laser (Abb.III-1). Glühlampen zeigen ein kontinuierliches Spektrum, das näherungsweise demjenigen eines schwarzen Strahlers entspricht. Die Planck'sche Spektralgleichung beschreibt die Strahlungsdichte $L(\nu_t, T)$ eines schwarzen Strahlers bei der Temperatur T_0 pro Frequenzintervall:

$$L(\nu_t, T) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu_t^3}{e^{h\nu_t/kT_0} - 1} \quad (\text{III-1})$$

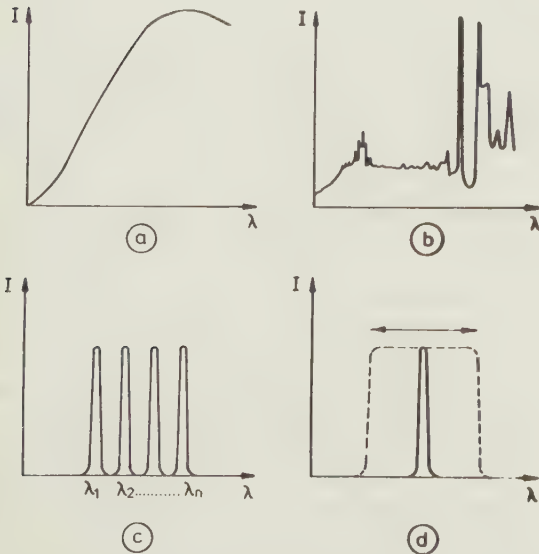


Abb. III-1

Spektrale Verteilung einiger Lichtquellen im sichtbaren Bereich:

- (a) Halogen-Lampe,
- (b) Xenon-Lampe, (c) Überlagerung von Laser-Linien,
- (d) Verstimmung eines Farbstoff-Lasers

Daraus folgt für den gesamten Strahlungsfluß L_g das Stefan-Boltzmann'sche Gesetz:

$$L_g \sim T_c^4 \quad (\text{III-2})$$

Das Maximum der Strahlungsdichte verschiebt sich umgekehrt proportional zur Temperatur (Wien'sches Verschiebungsgesetz):

$$\lambda_{\max} \sim T_c^{-1} \quad (\text{III-3})$$

Da die Glühfadentemperaturen i.a. bei 2000 K bis 3000 K liegen folgt daraus ein Maximum im Infraroten. Allerdings bewirkt ein relativ hohes Reflexionsvermögen der Metalle für die Glühwendel eine leichte Verschiebung des Maximums zu kürzeren Wellenlängen. Die Intensität fällt dann im blauen Wellenlängengebiet stark ab. Daher sind Lampen dieses Typs für die Informationsverarbeitung im sichtbaren Bereich nur bedingt einsetzbar. Um auf eine konstante Wellenlängenverteilung in einem endlichen Wellenlängenbereich zu kommen, müssen korrigierende FarbfILTER eingesetzt werden. Das führt dann aber zu einer verminderten effektiven Strahlungsdichte. Die Leuchtflächen sind außerdem ausgedehnt und inhomogen, so daß sie als Punktquellen nicht verwendbar sind.

Das Spektrum von Gasentladungslampen zeigt dagegen Liniencharakter. Zwischen zwei Elektroden wird eine Gasentladung hervorgerufen, deren Spektrum im wesentlichen vom Gastyp und vom Gasdruck abhängt. Für die Anwendung im sichtbaren Bereich sind Xenon-Hochdrucklampen günstig, da sie hier ein nahezu kontinuierliches Spektrum zeigen und starke Maxima nur im Ultraviolett besitzen. Die Leuchtflächen bleiben relativ klein, so daß sehr hohe Leuchtdichten erzeugt werden können.

Im Laser schließlich erfolgt die Lichterzeugung durch induzierte Emission. Durch den Aufbau in einem Resonator, praktisch einem Fabry-Perot-Interferometer, wird eine sehr schmale Spektrallinie ($< 1\text{nm}$) mit sehr geringen Strahldivergenz erreicht ($< 1^\circ$). Mit verschiedenen Gas-Lasern können unterschiedliche Wellenlängen erzeugt werden. Eine Überlagerung verschiedener Laserlinien entspricht dann einer Lichtquelle mit einer endlichen Anzahl scharfer Spektrallinien. Farbstofflaser schließlich erlauben die Erzeugung von nahezu beliebigen Spektrallinien im sichtbaren Bereich. Daher sind dann im Prinzip durch Überlagerung von Licht aus verschiedenen Lasern Spektren mit einer beliebigen Anzahl von diskreten Spektrallinien

möglich, wobei die Lage oder der Abstand gewählt werden können:

$$L(\lambda) = \sum_n \delta(\lambda - \lambda_n) \quad (\text{III-4})$$

Spezielle Lasertypen besitzen bereits ein ähnliches Spektrum aus diskreten Laserlinien /61/. Denkbar ist auch die Möglichkeit, einen Farbstofflaser zeitlich so zu verstimmen, daß ein ganzer Wellenlängenbereich abgetastet wird. Mittels der Empfänger über einen genügend langen Zeitraum T , dann ergibt sich daraus eine Lichtquelle mit sehr guter spatialer Kohärenz und einem breiten Wellenlängengebiet:

$$L(\lambda) = \int_0^c \delta(\lambda - ct) dt \quad c: \text{const} \quad (\text{III-5})$$

LICHTQUELLEN

Lampentyp	Leuchtfäche	Lichtstrom	Abstrahlwinkel
Xenon-Lampe	$2,2 \times 0,5 \text{ mm}^2$	5,6 W	4π
Laser	$0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$	$> 5 \text{ mW}$	10^{-6}
LED	$200 \times 200 \mu\text{m}^2$	$> 5 \text{ mW}$	2,0
Laser-Diode (Dauerstrich)	$20 \times 0,3 \mu\text{m}^2$	$\sim 5 \text{ mW}$	
Kaltlichtquelle (Schott)	5 mm^2	4,5 W	1,0

Tabelle 3 Einige Eigenschaften von Lichtquellen

A 2.2. Kohärenz

Die Art der Bildverarbeitung in einem optischen System hängt ganz wesentlich von den Kohärenzeigenschaften des Beleuchtungslichtes ab. Kohärent sollen zwei Strahlen genannt werden, die ein stehendes, d.h. sichtbares oder meßbares Interferenzmuster produzieren. Unterschieden wird dabei nach örtlicher (spatialer) und zeitlicher (temporaler) Kohärenz.

Zur Erläuterung dieser Eigenschaften soll eine Lichtquelle S mit der räumlichen Amplitudenverteilung $S_1(r_s)$ und einer stationären Wellenlängenverteilung $S_2(c/\lambda) = S_2(v_t)$ dienen (Abb.III-2):

$$S(r_s, v_t, t) = S_1(r_s) S_2(v_t) \exp(-2\pi i v_t t) \quad (\text{III-6})$$

Jeder Punkt der Lichtquelle soll relativ zu den anderen Punkten inkohärent strahlen, also keine feste Phasenbeziehung besitzen. Meistens wird in einem optischen Aufbau eine zusätzliche Kondensorlinse eingesetzt, um die Beleuchtungsstärke am Objekt zu erhöhen. Der Einfachheit wegen soll hier die Lichtquelle in der vorderen Brennebene und das beleuchtete Objekt in der hinteren Brennebene liegen. Dann berechnet sich die Amplitudenverteilung am Ort r des Objekts von jedem Punkt r_s der Lichtquelle als:

$$u_1(r, r_s, v_t, t) = S_1(r_s) S_2(v_t) \exp(-2\pi i v_t t) \exp(-2\pi i r r_s / (\lambda f)) \quad (\text{III-7})$$

Zur Bestimmung der räumlichen Interferenzeigenschaften soll nun das Licht von zwei Punkten

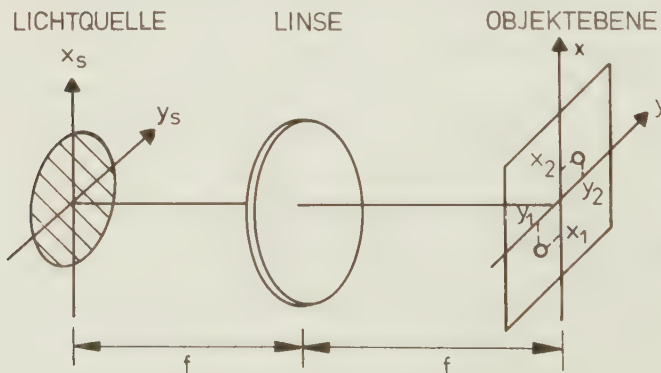


Abb. III-2 Anordnung zur Erklärung von Kohärenzeigenschaften

$P_1 \delta(r-r_1)$ und $P_2 \delta(r-r_2)$ mit $\Delta r = r_1 - r_2$ überlagert werden. Dabei muß vorausgesetzt werden, daß während der Laufzeitdifferenz $\Delta t = \Delta r/c$ die zeitlichen Spektren $S_2(\nu_t)$ unverändert bleiben:

$$u_2(r_1, r_2, r_s, \nu_t, t) = S_1(r_s) S_2(\nu_t) \exp(2\pi i \nu_t t) [P_1 \exp(-2\pi i r_1 r_s / (\lambda f)) + P_2 \exp(-2\pi i r_2 r_s / (\lambda f))] \quad (\text{III-8})$$

Entsprechend müssen zur Bestimmung der zeitlichen Interferenzeigenschaften zwei verschiedene Frequenzen ν_{t1} und ν_{t2} mit $\Delta \nu = \nu_{t1} - \nu_{t2}$ zusammengebracht werden:

$$u_3(r_1, r_2, r_s, \nu_{t1}, \nu_{t2}, t) = [S_2(\nu_{t1}) \exp(-2\pi i \nu_{t1} t) + S_2(\nu_{t2}) \exp(-2\pi i \nu_{t2} t)] S_1(r_s) [P_1 \exp(-2\pi i r_1 r_s / (\lambda f)) + P_2 \exp(-2\pi i r_2 r_s / (\lambda f))] \quad (\text{III-9})$$

Der Empfänger mißt die Intensität, summiert über alle Punkte der Lichtquelle und mittelt entsprechend seinem Reaktionsvermögens über einen zeitlichen Bereich $M(t)$:

$$\begin{aligned} \iint M(t) |u_3(r_1, r_2, \nu_{t1}, \nu_{t2}, t)|^2 dr_s dt = \\ = \iint M(t) [|S_2(\nu_{t1})|^2 + |S_2(\nu_{t2})|^2 + \\ + S_2(\nu_{t1}) S_2^*(\nu_{t2}) \exp(-2\pi i (\nu_{t1} - \nu_{t2}) t) + \\ + S_2^*(\nu_{t1}) S_2(\nu_{t2}) \exp(+2\pi i (\nu_{t1} - \nu_{t2}) t)] \\ |S(r_s)|^2 [|P_1|^2 + |P_2|^2 + \\ + P_1 P_2^* \exp(-2\pi i r_s (r_1 - r_2) / (\lambda f)) + \\ + P_1^* P_2 \exp(2\pi i r_s (r_1 - r_2) / (\lambda f))] dr_s dt \end{aligned} \quad (\text{III-10})$$

Das Gesamtintegral kann in zwei Integralanteile bezüglich Zeit und Ort zerlegt werden. Der Zeitanteil besitzt folgende Form:

$$\begin{aligned} \int M(t) [|S_2(\nu_{t1})|^2 + |S_2(\nu_{t2})|^2 + S_2(\nu_{t1}) S_2^*(\nu_{t2}) \exp(-2\pi i (\nu_{t1} - \nu_{t2}) t) \\ + S_2^*(\nu_{t1}) S_2(\nu_{t2}) \exp(+2\pi i (\nu_{t1} - \nu_{t2}) t)] dt \end{aligned} \quad (\text{III-11})$$

Die ersten beiden Terme in der eckigen Klammer treten unabhängig von der Zeitmittelung auf. Sie beschreiben die Überlagerung der Intensitäten von zwei verschiedenen Zeitfrequenzen. Die letzten beiden Summanden der eckigen Klammer bilden den Interferenzterm. Ihr Auftreten wird beeinflusst von der Mittelungsfunktion $M(t)$:

$$\begin{aligned} \int M(t) [S_2(v_{t1}) S_2^*(v_{t2}) \exp(-2\pi i(v_{t1}-v_{t2})t) + \\ + S_2^*(v_{t1}) S_2(v_{t2}) \exp(2\pi i(v_{t1}-v_{t2})t)] dt = \\ = S_2(v_{t1}) S_2^*(v_{t2}) \tilde{M}(v_{t1}-v_{t2}) + S_2^*(v_{t1}) S_2(v_{t2}) \tilde{M}(v_{t2}-v_{t1}) \end{aligned} \quad (\text{III-12})$$

Die Stärke des Interferenzterms ist also durch die Fouriertransformierte der Meßzeit bestimmt. Da im allgemeinen die Dauer der Meßzeit groß gegenüber der Periode einer elektromagnetischen Schwingung im sichtbaren Bereich ist, nimmt $M(t)$ praktisch nur für das Argument Null einen endlichen Wert an. Daraus folgt:

$$\tilde{M}(v_t) \approx \delta(v_t) \quad (\text{III-13})$$

Also zeigen in diesem Fall nur gleiche Zeitfrequenzen ein Interferenzmuster. Das Ergebnis von (III-12) folgt dann aus einer Überlagerung der Amplituden. Bei stark verschiedenen Frequenzen dagegen werden einfach die Intensitäten addiert, die Interferenzterme mitteln sich zu Null.

Ob das Licht zweier Frequenzen kohärent genannt werden kann, hängt damit von der Meß- oder Beobachtungsapparatur ab. Als Maß für die Kohärenz kann die Fouriertransformierte der Meßdauer $M(t)$ dienen. Die normierte Form von $\tilde{M}(v_t)$ kann daher den zeitlichen Kohärenzgrad kennzeichnen. Eine Lichtquelle wird deshalb kohärent, wenn die Ausdehnung der Frequenzverteilung kleiner oder gleich der Breite von $\tilde{M}$ ist.

Analog soll jetzt der Ortsanteil des Integrals (III-10) betrachtet werden:

$$\begin{aligned} \int |S_1(r_s)|^2 |P_1|^2 + |P_2|^2 + P_1 P_2^* \exp(-2\pi i r_s (r_1 - r_2) / (\lambda f)) + \\ + P_1^* P_2 \exp(+2\pi i r_s (r_1 - r_2) / (\lambda f)) \} dr_s \end{aligned} \quad (\text{III-14})$$

Wiederum beschreiben die ersten beiden Terme die Überlagerung der Punktintensitäten. Die beiden letzten Summanden bilden ebenfalls den Interferenzterm. Für die Stärke dieses

Interferenzterms ist jetzt die Fouriertransformierte $|\widetilde{S}_1(r_s)|^2$ der Lichtquellenintensität $I_s(r_s)$ verantwortlich:

$$\begin{aligned} \int I_s(r_s) [P_1^* P_2^* \exp(-2\pi i r_s(r_1 - r_2)/(\lambda f)) + P_1^* P_2 \exp(2\pi i r_s(r_1 - r_2)/(\lambda f))] dr_s = \\ = P_1^* P_2 \widetilde{I}_s(r_1 - r_2) + P_1 P_2^* \widetilde{I}_s(r_2 - r_1) \end{aligned} \quad (\text{III-15})$$

Hier dient als Maß für die örtliche Kohärenz die Fouriertransformierte der Lichtquellenverteilung. Eine geringe Größe der Lichtquelle erlaubt daher Interferenzen auch zwischen weit auseinanderliegenden Punkten in der Objektebene. Die normierte Fouriertransformierte der Lichtquellenfunktion ergibt den örtlichen Kohärenzgrad (Van Cittert-Zernicke-Theorem /2/).

A 2.3. Statistische Eigenschaften

Laserstrahlung und thermisches Licht unterscheiden sich wesentlich in ihren statistischen Eigenschaften. Dies ist besonders bei der Nachrichtenübertragung von Bedeutung, wo trotz kurzer Meßzeiten ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis erreicht werden soll.

Zur Bestimmung des Rausch-zu-Signal-Verhältnisses bei den beiden Lichttypen soll nun ein cosinusförmiges Signal $A_0 \cos 2\pi \nu_1 t$ betrachtet werden, das in der Amplitude um δA_1 und in der Phase um $\delta A_2/A_0$ schwankt (siehe /9, 59/):

$$A(t) = (A_0 + \delta A_1) \cos(2\pi \nu_1 t) + \delta A_2 \sin(2\pi \nu_1 t) \quad (\text{III-16})$$

Die zufälligen Variablen δA_1 und δA_2 sollen unkorreliert sein, den Mittelwert Null und gleiche Streuung besitzen. Für die Signalleistung und die Rauschleistung ergibt sich dann bei einer genügend langen Meßzeit T :

$$\begin{aligned} P_S &= \frac{1}{T} \int_0^T A_0^2 \cos^2(2\pi \nu_1 t) dt = \frac{1}{2} A_0^2 \\ P_R &= \frac{1}{T} \int_0^T [\delta A_1 \cos(2\pi \nu_1 t) + \delta A_2 \sin(2\pi \nu_1 t)]^2 dt \approx \frac{1}{2} (\overline{\delta A_1^2} + \overline{\delta A_2^2}) = \overline{\delta A_1^2} \end{aligned} \quad (\text{III-17})$$

Die Signalenergie E bzw. Rauschenergie δE kann auch durch die Zahl der während T gemessenen Photonen angegeben werden:

$$\begin{aligned} E + \delta E &= h\nu_t (\bar{n} + \delta n) \\ &= \int_0^T A^2(t) dt \\ &\simeq \left(\frac{1}{2} A_0^2 + A_0 \delta A_1 \right) T \end{aligned} \quad (\text{III-18})$$

oder

$$T A_0^2 / 2 = \frac{\bar{n}}{h\nu_t} \quad \text{mit} \quad A_0 \delta A_1 T = \delta n \quad (\text{III-19})$$

Damit folgt für P_S und P_R :

$$\begin{aligned} P_S &= \frac{1}{2} A_0^2 = \frac{1}{T} h\nu_t \bar{n} \\ P_R &= \frac{\overline{\delta A_1^2}}{A_0^2 T^2} \delta n^2 = \frac{h\nu_t}{2T} \frac{\overline{\delta n^2}}{\bar{n}} \end{aligned} \quad (\text{III-20})$$

Das Rausch-zu-Signal Verhältnis ist nun definiert als Verhältnis von Rausch- zu Signalleistung:

$$P_R / P_S = \frac{1}{2} \frac{A_0^2}{\delta A_1^2} = \frac{\overline{\delta n^2}}{2\bar{n}^2} \quad (\text{III-21})$$

Zum Vergleich von thermischem und Laserlicht muß nun die Statistik p der an einem Empfänger ausgelösten Photoelektronen bestimmt werden (β : Quantenempfindlichkeit):

$$p(n, T, t) = \frac{1}{n!} \left[\beta \int_t^{t+T} I(t') dt' \right]^n \exp \left[-\beta \int_t^{t+T} I(t') dt' \right] \quad (\text{III-22})$$

Für den Ensemblemittelwert ergibt sich bei Laserlicht eine Poisson-Verteilung:

$$p(n, T) = \frac{(\bar{n})^n}{n!} \exp(-\bar{n}) \quad (\text{III-23})$$

Das Schwankungsquadrat $\overline{\delta n^2}$ folgt daraus:

$$\overline{\delta n^2} = \bar{n} \quad (\text{III-24})$$

Daher beträgt die Rauschleistung und das Rausch-zu-Signal-Verhältnis NSR:

$$P_R = \frac{1}{2T} h\nu_t \quad \text{und} \quad P_R / P_S = 1 / 2\bar{n} \quad (\text{III-25})$$

Damit hängt das NSR-Verhältnis nicht von der Dauer der Beobachtungszeit ab und kann durch Erhöhen der Signalleistung beliebig klein gemacht werden.

Thermisches Licht gibt dagegen eine Bose-Einstein-Verteilung bei kurzen Beobachtungszeiten:

$$p(n, T \ll t_C) = \frac{1}{(1+\bar{n})(1+\frac{1}{\bar{n}})^n} \quad t_C : \text{Kohärenzzeit} \quad (\text{III-26})$$

Daraus berechnet sich ein Schwankungsquadrat von:

$$\overline{\delta n^2} = \bar{n} + \bar{n}^2 = \bar{n}(1+\bar{n}) \quad (\text{III-28})$$

Für Beobachtungszeiten T , die groß gegenüber der Kohärenzzeit t_C sind, folgt für das Schwankungsquadrat:

$$\overline{\delta n^2} = \bar{n} + \bar{n}^2 \frac{t_C}{T} = \bar{n}(1 + \frac{t_C}{T}) \quad (\text{III-29})$$

Die Kohärenzzeit t_C ist dabei mit der Bandbreite $\Delta\nu_t$ des Lichtes verknüpft:

$$t_C \Delta\nu_t \approx 1 \quad (\text{III-30})$$

Durch Einsetzen in (III-21) ergibt sich das NSR-Verhältnis:

$$P_R/P_S = \frac{1}{2\bar{n}} + \frac{t_C}{2T} \quad (\text{III-31})$$

In diesem Fall verschlechtert bei gegebener Kohärenzzeit t_C eine kürzere Meßzeit T das NSR-Verhältnis. Für ein gutes NSR-Verhältnis klein gegenüber 1 muß also die Meßzeit wesentlich über der Kohärenzzeit liegen. Eine Erhöhung der Signalleistung reicht nicht unbedingt für ein günstiges Signal-zu-Rausch-Verhältnis aus. Mit Laserlicht kann daher eine höhere zeitliche Bandbreite übertragen werden als mit thermischem Licht. Andererseits erzielt man mit thermischem Licht erheblich größere spektrale Bandbreiten.

A 3. Wellenlängen-abhängige Effekte

Weißes Licht besitzt im Vergleich zu monochromatischem Licht einen neuen Freiheitsgrad: Wellenlänge λ . Für die Verarbeitung von Information bekommen deshalb jetzt wellenlängen-abhängige Effekte erhöhte Bedeutung. Die wichtigsten wellenlängenabhängigen Effekte sind: Brechung, Beugung und Reflexion (oder Transmission). Sie werden in den folgenden Abschnitten unter der Voraussetzung zeitlich stationärer Zustände genauer betrachtet. Daneben existieren weitere Effekte, deren Wirkung von der Wellenlänge abhängt. Absorption zum Beispiel wird in den meisten Farbfiltern ausgenutzt. Streuung zeigt bei kleinen Teilchen eine λ^{-4} -Abhängigkeit (Rayleigh-Streuung).

A 3.1. Brechung

Brechung findet beim Übergang an optisch verschiedenen dichten Medien statt. Die optische Dichte eines Mediums kennzeichnet sein Brechungsindex n . Dieser Brechungsindex $n(\lambda)$ hängt von der Wellenlänge ab. Die Änderung des Brechungsindex mit der Wellenlänge $dn/d\lambda$ wird als Dispersion bezeichnet. Anwendung findet die Wellenlängenabhängigkeit z. B. bei der Aufspaltung des Lichts mittels eines Prismas.

Die beste Wellenlängen-Auflösung liefert der Fall der minimalen Ablenkung (symmetrischer Strahlengang) /2/ (Abb.III-3):

$$\epsilon_{\min} = 2 \arcsin\left[n \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right] - \alpha \quad (\text{III-32})$$

Für die Winkeldispersion $d\epsilon/d\lambda$ folgt in diesem Fall:

$$\frac{d\epsilon}{d\lambda} = 2 \frac{1}{\sqrt{1-n^2 \sin^2(\alpha)}} \sin(\alpha) \frac{dn}{d\lambda} = \frac{1}{n\sqrt{1-n^2 \sin^2(\alpha)}} \quad t = \frac{t}{h} \frac{dn}{d\lambda} \quad (\text{III-32})$$

oder

$$\Delta\epsilon = \frac{t}{h} \frac{dn}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (\text{III-34})$$

Diese Winkelveränderung bewirkt eine örtliche Veränderung der Verschiebung Δx bei einer Abbildung (Abb.III-4):

$$\Delta x = \Delta\epsilon \cdot f = \frac{t}{h} \frac{dn}{d\lambda} \cdot f \Delta\lambda = a_d(\lambda) \Delta\lambda \quad (\text{III-35})$$

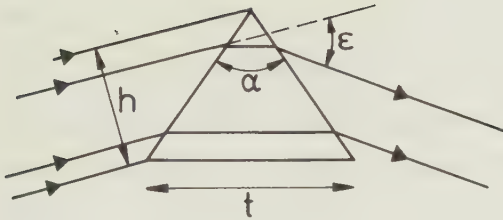


Abb. III-3
Symmetrischer Strahlengang
beim Prisma

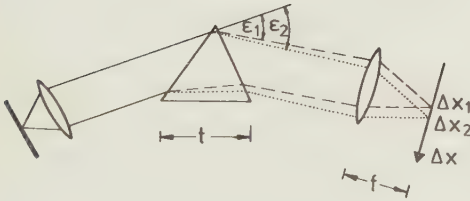


Abb. III-4
Verschiebung bei der Abbildung
durch ein Prisma

Falls $dn/d\lambda$ unabhängig von λ ist, kann die Gesamtverschiebung dargestellt werden als:

$$\Delta x_R = \frac{t}{h} \frac{dn}{d\lambda} \lambda + x_0 = a_d \lambda + x_0 \quad (\text{III-36})$$

Andernfalls ergibt sich keine einfache Proportionalität, sondern die Größe a_d wird zusätzlich von λ abhängen:

$$\Delta x_R = a_d(\lambda) + x_0 \quad (\text{III-37})$$

Diese Betrachtung galt für parallel zur optischen Achse auf das Prisma einfallendes Licht. Solches Licht geht z.B. vom Zentrum eines Eintrittsspalt aus. Licht von anderen Punkten des Eintrittsspalt trifft unter anderen Winkeln auf das Prisma auf und wird deshalb stärker als bei minimaler Ablenkung gebrochen. Daraus ergibt sich eine Krümmung der Spektrallinien, die in gleicher Weise bei der Abbildung von zweidimensionalen Objekten durch das Prisma auftritt (Abb. III-5) / 7/.

Die spektrale Auflösung in einem Prismenspektralapparat wird maximal bei symmetrischem Strahlengang und beträgt:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = t \left| \frac{dn}{d\lambda} \right| \quad t = \text{Basis des Prismas} \quad (\text{III-38})$$

Das Auflösungsvermögen steigt dabei also mit der Dispersion und mit der Basis des Prismas, wobei natürlich vollständige Ausleuchtung vorausgesetzt wird.

Geradsichtprismen oder Amici-Prismen sind aus 3 Einzelprismen zusammengesetzt. Dadurch wird einerseits eine relativ große Winkeldispersion erreicht und außerdem für eine Wellenlänge λ_0 der Ablenkwinkel zu Null gemacht (Abb. III-6).

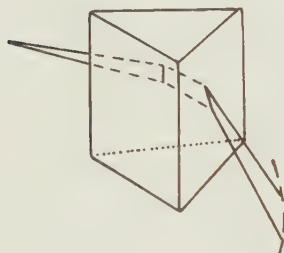


Abb. III-5

Krümmung der Spektrallinien beim nicht-parallelen Strahlengang durch ein Prisma

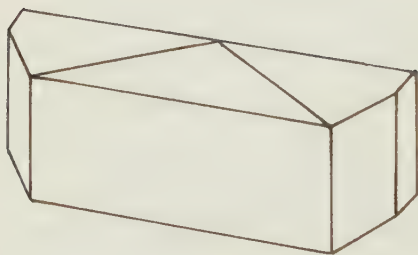


Abb. III-6

Aufbau eines Geradsichtprismas

A 3.2. Beugung

Ein mit einer ebenen Welle beleuchtetes Objekt u_0 ergibt als Beugungsbild in der hinteren Brennebene einer Linse (Abb.III-7) /4/:

$$\tilde{u}_0(x, y) = \frac{1}{i\lambda f} \int u_0(x, y) \exp(-2\pi i(\frac{xx}{\lambda f} + \frac{yy}{\lambda f})) dx dy \quad (\text{III-39})$$

Eine Wellenlängenabhängigkeit tritt einmal im Vorfaktor auf. Dies ist notwendig zur Erfüllung des Energiesatzes. Da sich dieser Faktor bei einem beschränkten Wellenlängenbereich nur relativ schwach in der Amplitude bemerkbar macht, wird er meist nicht weiter berücksichtigt. Wesentlicher dagegen sind die Auswirkungen des Faktors $1/\lambda$ der komplexen Exponential-Funktion. Hier wirkt sich die Wellenzahl $\sigma = 1/\lambda$ als Skalierungsfaktor in radialer Richtung aus. Für die Koordinaten in der Fourier-Ebene x_1, y_1 bzw. x_2, y_2 bei zwei verschiedenen Wellenlängen λ_1 bzw. λ_2 gilt dann:

$$\begin{aligned} x_2 &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2} x_1 & r_1^2 &= x_2^2 + y_2^2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} r_1^2 \\ y_2 &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2} y_1 & \phi_2 &= \arctg\left(\frac{y_2}{x_2}\right) = \phi_1 \end{aligned} \quad (\text{III-40})$$

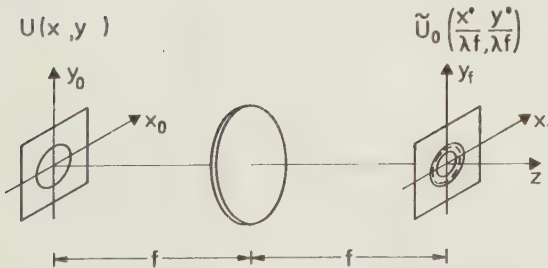


Abb. III-7 Wellenlängen-Abhängigkeit der Beugung

Bis auf den Maßstabsfaktor produzieren also verschiedene Wellenlängen das gleiche Beugungsbild. Für eindimensionale Objekte wie Liniengitter reduziert sich diese Verschiebung in r -Richtung auf eine eindimensionale Verschiebung wie bei einem Prisma. Das Beugungsbild dieses Gitters erzeugt dann in jeder Ordnung ein Spektrum des Beleuchtungslichtes:

$$u_0(x) = \sum_n \text{rect}\left(\frac{x-nx_0}{\Delta x}\right) = \sum_n \delta(x-nx_0) * \text{rect}\left(\frac{x}{\Delta x}\right) \quad (\text{III-41})$$

$$\tilde{u}_0(x) = \frac{1}{i\lambda f} \sum_n \delta\left(\frac{x}{\lambda f} - \frac{n}{x_0}\right) \Delta x \text{sinc}(\Delta x \frac{x}{\lambda f})$$

In einer festen Ordnung n_0 tritt also eine zu λ proportionale Verschiebung x_R auf:

$$x_R = n_0 \frac{f}{x_0} \lambda = a_d \lambda \quad (\text{III-42})$$

Die Auflösung eines Gitterspektralapparates $\lambda/\Delta\lambda$ wächst mit der Zahl der beleuchteten Gitterspalte N und der Ordnung n :

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = Nn \quad (\text{III-43})$$

Durch geeignete Gitterprofile kann erreicht werden, daß der Formfaktor nur für eine Ordnung wesentlich von null verschieden wird. Dadurch sind effektive Spektralapparate mit sehr hoher Auflösung möglich.

Beugung an dreidimensionalen Gittern erlaubt ebenfalls eine Wellenlängenselektion. Entsprechend der Bragg-Beziehung können nur ganz bestimmte Wellenlängen von einer dreidimensionalen Gitterstruktur in eine vorgegebene Richtung α reflektiert werden:

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{d_z} \quad (\text{III-44})$$

Diese Methode ist geeignet zur Herstellung ortsvarianter, wellenselektiver Filter /31/ (Abb.III-8).

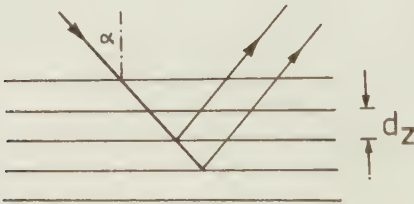


Abb. III-8

Wellenlängen-Selektion an dreidimensionalen Gittern

A 3.3. Reflexion und Transmission

Interferenzfilter nutzen bei der Wellenselektion Interferenzeffekte aus. Ihr Aufbau entspricht einem Interferometer vom Fabry-Perot-Typ (Abb.III-9).

Direkte und reflektierte Strahlen verstärken sich, wenn der Gangunterschied ein Vielfaches der Wellenlänge beträgt. Andere Wellenlängen löschen sich gegenseitig mehr oder weniger aus:

$$m\lambda_0 = 2nd \quad n: \text{Brechungsindex} \quad (\text{III-45})$$

Die Wellenlänge maximaler Transmission hängt dabei auch vom Einfallswinkel α ab. Bei einem Einfallswinkel $\alpha > 0$ ergibt sich als Gangunterschied zwischen direktem und reflektiertem Strahl:

$$\begin{aligned} \Delta l &= \frac{2nd}{\cos \alpha} - B \sin \alpha \\ &= \frac{2nd}{\cos \alpha} - 2d \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} \sin \alpha \\ &= 2nd \frac{1 - (1/n^2) \sin^2 \alpha}{\sqrt{1 - (1/n^2) \sin^2 \alpha}} = 2nd \sqrt{\frac{n^2 - \sin^2 \alpha}{n^2}} \end{aligned} \quad (\text{III-46})$$

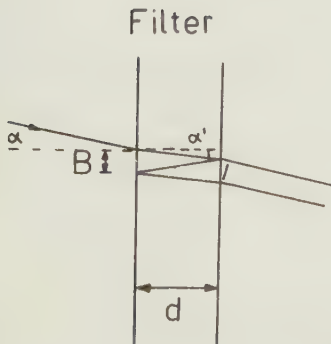


Abb. III-9

Strahlengang an einem Interferenzfilter

Folglich verschiebt sich dadurch die Wellenlänge maximaler Transmission zu kleineren Werten:

$$\frac{\lambda_t}{\lambda_n} = \sqrt{\frac{n^2 - \sin^2 \alpha}{n^2}} \quad (\text{III-47})$$

Allerdings ist dieser Effekt nicht sehr stark ausgeprägt. Bei einem Einfallswinkel von 20° hat sich die Wellenlänge um etwa 2–3% verschoben. Immerhin besteht damit die Möglichkeit, Wellenlängen sehr exakt zu selektieren (Abb.III-10).

Bei praktischen Filtern sind zahlreiche Schichten übereinander gelagert, um die Halbwertsbreite der Wellenlängentransmission gering zu halten und damit eine starke Steilheit der Transmissionskurve zu erreichen. Es müssen dann weitere Phasensprünge bei der Reflexion berücksichtigt werden. Die Halbwertsbreite kann dabei unter $0,2\text{nm}$ liegen, typische Werte bewegen sich zwischen 1nm und 20 nm .

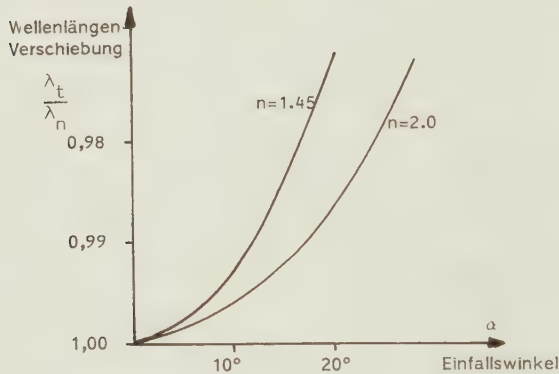


Abb. III-10 Abhängigkeit der Wellenlängen-Transmission vom Einfallswinkel bei Interferenzfiltern

A4. Optische Fasern

Lichtfasern führen das Licht durch Totalreflexion nahezu verlustlos /8,60/. Bei der Informationsübertragung sind optisch enorm hohe Modulations-Bandbreiten möglich, z.B. umfaßt der sichtbare Spektralbereich etwa $5 \cdot 10^{14}$ Hz. Praktisch erreicht werden heute bei optischen Übertragungssystemen Bandbreiten von über $1 \text{ GHz} = 10^9 \text{ Hz}$. Das konkurrierende Koaxialkabel wird dagegen nur bis zu einigen 100 MHz betrieben, da dann die Dämpfung mit der Frequenz stark anwächst.

Eine optische Faser besteht aus Kern und Mantel (Abb.III-11). Die Brechungsindizes von Kern n_i und Mantel n_a bestimmen dabei die numerische Apertur NA, d.h. den maximalen Einfallswinkel, der noch der Totalreflexion unterliegt:

$$NA = n_i \sin \alpha_0 = \sqrt{n_i^2 - n_a^2} \quad (\text{III-48})$$

Praktische Werte schwanken über einen großen Bereich von Öffnungswinkeln $\alpha_0 = 10^\circ$ bis $\alpha_0 = 60^\circ$.

Je nach ihren Übertragungseigenschaften werden Monomode- und Multimode-Fasern unterschieden. Ihre Anwendung wird eingeschränkt durch Dämpfung und Dispersion. Die Dämpfung, die heute Werte unter 1 dB/km erreichen kann, ist auf zwei Hauptanteile zurückzuführen: Absorption durch Verunreinigungen und Rayleigh-Streuung. Die Absorption wird wesentlich von OH^- -Ionen und Metallionen hervorgerufen, die starke Absorptionsbänder im Bereich von $0,5 \mu\text{m}$ bis $1 \mu\text{m}$ zeigen. Die Dämpfung durch Rayleigh-Streuung verläuft proportional zu $1/\lambda^4$.

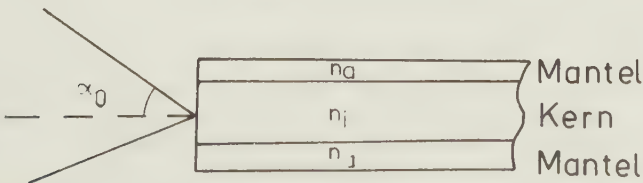


Abb. III-11 Aufbau einer optischen Faser

Sie führt daher zur Bevorzugung von größeren Wellenlängen. Moderne Fasern mit geringer Dämpfung besitzen ihr Minimum meist im infraroten Bereich um $1\mu\text{m}$. Übertragungssysteme für den sichtbaren Wellenlängen-Bereich können daher nicht die maximalen Übertragungsraten erreichen.

Bei den Experimenten wurden Kunststofffasern (Crofon) mit verschiedenen Durchmessern oder Glasfasern (Fibroflex) mit einem Durchmesser von $43\mu\text{m}$ verwendet. Ihre Öffnung beträgt $\alpha_0 = 32^\circ$ (Crofon) bzw. $\alpha_0 = 32,5^\circ$ (Fibroflex). Die Dämpfungseigenschaften sind nach Herstellerangaben in Abb.III-12 und Abb.III-13 aufgetragen.

Allgemein ist für die Übertragungskapazität von optischen Fasern im wesentlichen die Impulsverbreiterung durch Dispersion verantwortlich. Für die Wellenlängendispersion beträgt die Pulsverbreiterung pro Wellenlänge /60/:

$$\frac{\tau}{L} = \frac{1}{c} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \lambda^2 \frac{d^2 n}{d\lambda^2}$$

C: Lichtgeschwindigkeit

L: Übertragungsweg

(III-49)

(typischer Wert 1 ns/km pro Prozent relative spektrale Bandbreite)

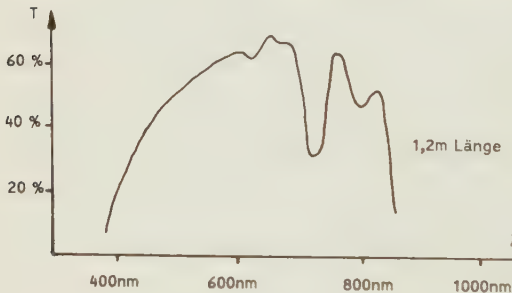


Abb. III-12

Übertragungseigenschaften von Crofon-Kunststofffasern

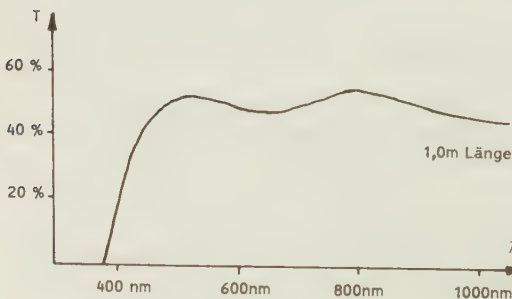


Abb. III-13

Übertragungseigenschaften von Fibroflex-Glasfasern

Bei Verwendung eines weiten Wellenlängenbereichs wie bei sichtbarem Licht folgt daraus etwa eine Verzögerung von 100ns/km.

Die maximale Verzögerung durch Modendispersion gibt:

$$\frac{\tau}{L} = \frac{n\Delta l}{2c} \quad \frac{\tau}{L} = \frac{n\Delta l^2}{2c} \quad \Delta l : \text{Weglängenunterschied} \quad (\text{III-50})$$

bei Stufenindex bei Gradientenfasern
parabolischer Querschnitt

(typische Werte : einige ns/km)

Gradientenfasern bieten also Vorteile durch verringerte Modendispersion. Bei Monomode-Fasern fehlt die Moden-Dispersion natürlich völlig und ermöglicht besonders hohe Übertragungsraten. Allerdings hängt dort die Dämpfung stark von der Wellenlänge ab, was eine Anwendung für wellenlängen-multiplexe Verfahren nahezu unmöglich macht. Andere Dispersionseffekte wie Material- oder Wellenleiterdispersion machen sich auch bei Monomode-Fasern bemerkbar. Jedoch tritt im Verlauf der Dispersion ein Minimum auf, so daß für eine bestimmte Wellenlänge besonders hohe Übertragungskapazitäten möglich werden. In diesen (infraroten) Spektralbereichen arbeiten heute deshalb die meisten optischen Übertragungssysteme.

Für Wellenlängen-Multiplexing sind jedoch wegen der Dämpfung Multimode-Fasern wesentlich günstiger als Monomode-Fasern. Aber auch Multimode-Fasern werden für minimale Dispersion auf spezielle Wellenlängen optimiert. Bei Verwendung in einem weiten Wellenlängen-Bereich muß daher mit erhöhter Pulsverbreiterung gerechnet werden.

Die mögliche Fläche von optischen Fasern schwankt über einen großen Bereich. Zusätzlich können mehrere Fasern zu einem Bündel zusammengefaßt werden. Flexible Fasern besitzen Durchmesser von 0,01-1mm. Faserbündel können Tausende von Fasern umfassen. Als Vorteil eines Bündels gegenüber einer Monofaser sind anzuführen: höhere Biegsamkeit, verwendungs-fähig auch bei Ausfall einzelner Fasern, beliebiger Gesamtquerschnitt. Für wellenlängen-multi-plexe Anwendung bereitet Übersprechen (Überkoppeln von Licht einer Faser in eine andere) wegen des redundanten Parallelbetriebs keine Probleme. Justierung und Zuordnung der Faserenden wie beim multiplexen Parallelbetrieb fallen weg. In der geometrischen Weglänge ergeben

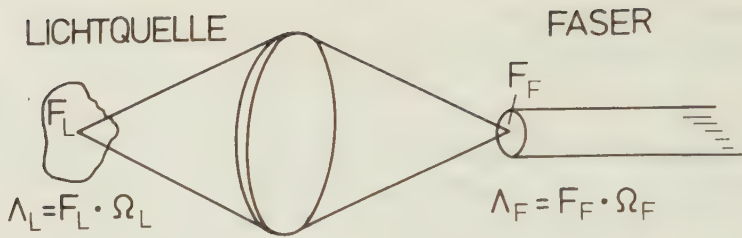


Abb. III-14 Lichteinkoppelung in eine Faser

sich zwischen Multi- und Monomodefasern keine Unterschiede. Für einen wellenlängen-multiplexen, multi-mode Betrieb bieten größere Querschnitte bessere Einkoppelungsmöglichkeiten wegen der relativ großen Leuchtfläche und Abstrahlwinkel von weißen Lichtquellen. Die maximal einkoppelbare Leistung in eine Faser mit dem Querschnitt F_F und dem Öffnungswinkel Ω (Raumwinkel) ist durch den Lichtleitwert Λ bestimmt (Abb.III-14):

$$\Lambda = F_F \Omega \quad (III-51)$$

Der tatsächliche Lichtstrom Φ folgt durch Multiplikation mit der Leuchtdichte L :

$$\Phi = \Lambda L \quad (III-52)$$

Der Lichtleitwert wird durch die Fasereigenschaften festgelegt, die Leuchtdichte dagegen hängt von der Lichtquelle ab. Der maximale Lichtstrom wird erreicht, wenn das Bild der Lichtquelle den ganzen Faserquerschnitt umfaßt ($\lambda_{Lampe} = \lambda_{Faser}$). Andernfalls ist das System nicht angepaßt. Man könnte dann eine kleinere Lichtquelle bzw. eine Faser mit geringerem Durchmesser verwenden. Für eine optimale Anpassung muß auch das Öffnungsverhältnis des Abbildungssystems genügend groß gewählt werden. Dies ist nur beschränkt möglich, so daß in der Praxis dadurch die maximale Lichteinkoppelung bei gegebener Lichtquellenfläche begrenzt ist.

Zur Abschätzung der direkt in eine Faser einkoppelbaren Leistung soll jetzt eine Punktquelle betrachtet werden. Der Einfachheit wegen handle es sich um einen Lambert-Strahler, d.h. $F(\alpha) = I_0 \cos \alpha$. Die Reflexion an der Oberfläche wird durch die Fresnel'schen Formeln $R(\alpha)$ beschrieben. Daraus folgt:

$$dE(\alpha)_{in} = 2\pi F(\alpha) \sin(\alpha) d\alpha [1-R(\alpha)]^2$$

$$E(\alpha)_{in} = \int 2\pi F(\alpha) \sin(\alpha) [1-R(\alpha)]^2 d\alpha \quad (\text{III-53})$$

Normalisierungsfaktor

$$\frac{1}{K} = 2 \int_0^{\pi/2} F(\alpha) \sin(\alpha) d\alpha$$

$$= 2 \left[\pi I_0 \sin^2(\alpha) \right]_0^{\pi/2} = 2\pi I_0 \quad (\text{III-54})$$

Bei Vernachlässigung der Reflexion ergibt sich als "Transmission":

$$T = \frac{1}{2} \sin^2(\alpha) \quad (\text{III-55})$$

Für die verwendeten Fasern mit $\alpha_0 = 32^\circ$ kann daher mit einer Einkoppelung von maximal 14% gerechnet werden (Abb.III-15).

Praktische Lichtquellen besitzen stets endliche Ausdehnungen. Für die Einkoppelung ist zusätzlich dann auch ihre Abstrahlcharakteristik zu beachten. Einige typische Daten sind auf der Seite 89 zusammengefaßt. Die monochromatischen Lichtquellen LED und Laser liegen dabei im mW-Bereich für die Lichtleistung, dagegen erreichen herkömmliche weiße Lichtquellen Werte im W-Bereich. Selbst wenn noch Einkoppelungsverluste durch die größeren Abstrahlwinkel in Betracht gezogen werden, ergeben sich um etwa einen Faktor 100 höhere Leistungen. Die größeren Leuchtfächen der weißen Lichtquellen erfordern allerdings auch größere Faserquerschnitte zur effektiven Einkoppelung.

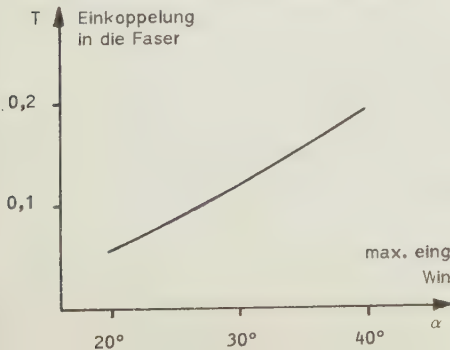


Abb. III-15
Lichteinkoppelung in eine
optische Faser

Literaturverzeichnis

1. Fach- und Lehrbücher

- /1/ Licht und Sehen, Rowolt Taschenbuchverlag, Reinbek bei Hamburg 1969
- /2/ M. Born und E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, Oxford 1970
- /3/ R. W. Ditchburn, Light, Blackie & Son Limited, Glasgow 1962
- /4/ J. W. Goodman, Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill, San Francisco 1968
- /5/ E. Wolf, Progress in Optics Vol. 12, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1974
- /6/ E. Wolf, Progress in Optics Vol. 14, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1976
- /7/ W. T. Welford, Geometrical Optics, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1962
- /8/ G. Schröder, Technische Optik kurz und bündig, Vogel Verlag, Würzburg 1974
- /9/ E. Wolf, Progress in Optics Vol. 2, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1963
- /10/ E. Wolf, Progress in Optics, Vol. 9, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1971

2. Zeitschriften, Patente

- /11/ Toraldo di Francia, J. Opt. Soc. Am. 45, 497 (1955)
 W. Lukosz und M. Marchand, Optica Acta 10, 241 (1963)
 A. W. Lohmann, IBM Research Paper RJ-438
- /12/ A. J. Downes, Brit. Patent 129747 (1918)
- /13/ N. E. Lindenblad, US-Patent 2443258 (1948)
- /14/ A. I. Kartashev, Opt. Spectr. 9, 204 (1960)
 A. N. Korolev, Usp. Fiz. Nauk. 96, 261 (1968)
- /15/ J. D. Armitage, A. Lohmann und D. P. Paris, Japanese Journal of Applied Physics 4,
 273 (1965)
- /16/ C.J. Koester, J. Opt. Soc. Am. 58, 63 (1968)
- /17/ T. Matsumoto und K. Nakagawa, Appl. Opt. 18, 1449 (1979)
- /18/ D. Marcuse und H. M. Presby, Appl. Opt. 18, 3242 (1979)
- /19/ M. L. Polanyi, J. Opt. Soc. Am. 56, 1454 (1966)

- /20/ H. Osterberg und L. W. Smith, J. Opt. Soc. Am. 54, 1073 (1964)
- /21/ A. Lacourt und P. Boni, Optics Comm. 27, 57 (1978)
- /22/ A. A. Friesem und U. Levy, Opt. Lett. 2, 133 (1978)
- /23/ S. Sugimoto. et al., Electronics Letters 13, 635 (1977)
 - S. Sugimoto et al., Electronics Letters 13, 680 (1977)
 - S. Sugimoto et al., Electronics Letters 14, 16 (1978)
 - K. Nosu, H. Ishio und K. Hashimoto, Electronics Letters 15, 415 (1979)
 - K. Aoyama und J. Minowa, Appl. Opt. 18, 1253 (1979)
 - K. Aoyama und J. Minowa, Appl. Opt. 18, 1249 (1979)
- /24/ W. J. Tomlinson, Appl. Opt. 16, 2186 (1977)
- /25/ P. Cielo und C. Delisle, Canadian Journal of Physics 54, 2322 (1976)
 - P. Cielo und C. Delisle, Canadian Journal of Physics 54, 2332 (1976)
- /26/ D. R. Huber, B. E. Adams und J. C. Clegg, Appl. Opt. 18, 1249 (1979)
- /27/ E. N. Leith und J. Roth, Appl. Opt. 16, 2565 (1977)
 - J. A. Roth und E. N. Leith, Appl. Opt. 18, 1402 (1979)
 - N. Leith und G. J. Swanson, Appl. Opt. 19, 638 (1980)
- /28/ F. T. S. Yu und A. Tai, Appl. Opt. 18, 2705 (1979)
 - F. T. S. Yu, S. L. Zhuang und T. H. Chao, Optics Comm. 34, 11 (1980)
- /29/ A. Lacourt, Optics Comm. 27, 47 (1978)
- /30/ J. Goedgebuer und R. Gazeu, Optics Comm. 27, 53 (1978)
- /31/ S. K. Case, Appl. Opt. 18, 1890 (1979)
- /32/ S. P. Ameda, S. K. Case und W. J. Dallas, Appl. Opt. 18, 4025 (1979)
- /33/ T. M. Dickey und D. J. Moore, Appl. Opt. 18, 1679 (1979)
- /34/ P. Wiersma, Optics Comm. 28, 280 (1979)
- /35/ D. Görlitz und F. Lanzl, 28, 283 (1979)
- /36/ D. Psaltis, D. Casasent und M. Carlotto, Opt. Lett. 4, 348 (1979)
- /37/ J. D. Armitage und A. W. Lohmann, Appl. Opt. 4, 399 (1965)
- /38/ H. -K. Lin und J. W. Goodman, Nouv. Rev. Optique 7, 285 (1976)

- /39/ G. Indebetouw, J. Optics 9, 1 (1978)
- /40/ F. T. S. Yu, A. Tai und H. Chen, J. Optics 9, 269 (1978)
- /41/ F. T. S. Yu, T. H. Chao und M. S. Dymek, Optics Comm. 32, 225 (1980)
- /42/ I. Glaser, J. Optics 11, 215 (1980)
- /43/ Cl. Froehly, A. Lacourt und J. Ch. Viénot, Nouv. Rev. Optique 4, 183 (1973)
 J. Ch. Viénot, J. P. Goedgebner und A. Lacourt, Appl. Opt. 16, 454 (1977)
 J. P. Goedgebuer, A. Lacourt und J. Ch. Viénot, Optics Comm. 16, 99 (1976)
 N. Aebischer und J. P. Goedgebuer, Optics Comm. 22, 103 (1977)
- /44/ Laser Focus 9, 30 (1978)
- /45/ E. N. Leith und J. A. Roth, Appl. Opt. 18, 283 (1979)
- /46/ P. Chavel, wird veröffentlicht
- /47/ P. Connes, Duong Hong Tuan und J. Pinard, J. Physique Radium 23, 173 (1962)
- /48/ N. Abramson, Opt. Lett. 3, 121 (1978)
- /49/ N. Abramson, private Mitteilung
- /50/ S. W. Golomb und R. A. Scholtz, IEEE Trans. on Inf. Theory II 11, 533 (1965)
 E. E. Fenimore, Appl. Opt. 17, 3562 (1978)
- /51/ O. Bryngdahl und W.-H. Lee, J. Opt. Soc. Am. 68, 310 (1978)
- /52/ A. W. Lohmann und W. T. Rhodes, Appl. Opt. 17, 1141 (1978)
- /53/ B. R. Hunt, IEEE 63, 693 (1975)
- /54/ T. M. Cannon, H. J. Trussell und B. R. Hunt, Appl. Opt. 17, 3384 (1978)
- /55/ J. D. Armitage und A. W. Lohmann, Appl. Opt. 4, 461 (1965)
- /56/ B. Braunecker, R. Hauck und A. W. Lohmann, Appl. Opt. 18, 2746 (1979)
- /57/ J. W. Goodman, A. R. Dias und L. M. Woody, Optics Lett. 2, 1 (1978)
- /58/ A. W. Lohmann und H. W. Werlich, Appl. Opt. 10, 310 (1978)
- /59/ G. Grau, A. E. Ü. 18, 1 (1964)
- /60/ T. G. Giallorenzi, Proc. of the IEEE, 66, 744 (1978)
- /61/ S. C. Wang, Proc. of SPIE Conference East, Washington D. C. (USA) 1980
- /62/ M. A. Monahan, K. Bromley und R. P. Bocker, Proc. of the IEEE, 65, 121 (1977)

3. Eigene Veröffentlichungen

a) in Fachzeitschriften

- /V1/ H. Bartelt, W.J. Dallas, A.W. Lohmann,
Computer Generated Spatial Filters for Large Object Formats,
Opt. Comm. 20, 50 (1977)
- /V2/ H. Bartelt,
Space Multiplexing with Computer Holograms,
Opt. Comm. 23, 203 (1977)
- /V3/ H.O. Bartelt, K.-D. Förster,
Computer Generated Holograms with Reduced Phase Errors,
Opt. Comm. 26, 12 (1978)
- /V4/ H.O. Bartelt,
Wavelength Multiplexing for Information Transmission,
Opt. Comm. 27, 365 (1978)
- /V5/ H.O. Bartelt,
Transmission of Two-Dimensional Images by Wavelength-Multiplexing,
Opt. Comm. 28, 45 (1979)
- /V6/ H.O. Bartelt,
Image Correlation in White Light by Wavelength-Multiplexing,
Opt. Comm. 29, 37 (1979)
- /V7/ H.O. Bartelt, S.K. Case, A.W. Lohmann,
Visualization of Light Propagation,
Opt. Comm. 30, 13 (1979)
- /V8/ A.F. Fercher, H. Bartelt, H. Becker, E. Wiltshko,
Image formation by inversion of scattered field data: experiments and computational
simulation,
Appl. Opt. 18, 2427 (1979)

- /V9/ H. Bartelt, J. Götz,
Paper tape data transmission by wavelenth multiplexing through a single fibre,
Optics and Laser Technology, October 1979, p. 263
- /V10/ H.O. Bartelt, J. Jahns,
Interferometry Based on the Lau Effect,
Opt. Comm. 30, 268 (1979)
- /V11/ H.O. Bartelt, K.-H. Brenner, A.W. Lohmann,
The Wigner distribution function and its optical production,
Opt. Comm. 32, 32 (1980)
- /V12/ H. O. Bartelt,
Spatial Frequency Coloring and Feature Coloring,
J. Optics
- b) in Tagungsbänden
- /V13/ H. Bartelt, A.W. Lohmann,
Information Processing and Transmission in white light,
Proceedings of ICO-11 Conference, Madrid (Spanien) 1978, Seite 139
- /V14/ H.O. Bartelt, A.W. Lohmann,
Non-coherent optical pattern recognition,
Proceedings of the SPIE-conference, San Diego (USA) 1979, Band 201, Seite 90
- /V15/ H. O. Bartelt,
White light transmission and processing of images,
Proceedings of the SPIE-Conference, Washington (USA) 1980, Band 232
- /V16/ H. Bartelt, K.-H. Brenner,
The Wigner distribution function – an alternate signal representation in optics,
Israel Journal of Technology
- /V17/ H. Bartelt, K.-H. Brenner,
The Wigner Distribution Function – Experiments and Applications,
Proceedings of the ICO-Conference, Ensenada (Mexiko) 1980

Dankeschön

Herrn Prof. A. Lohmann möchte ich besonders danken, daß er mir dieses in jeder Hinsicht farbige Thema überlassen hat und durch anregende Diskussionen stets Anlaß für neue Ideen gegeben hat.

Herrn Prof. O. Bryngdahl von der Universität Essen danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Bei Herrn Dr. S. K. Case möchte ich mich bedanken für die Mitwirkung bei den Experimenten zur Darstellung der Lichtausbreitung und bei Herrn Dipl.-Ing. J. Götz für seinen hilfreichen Beistand bei Problemen mit elektronischen Aufbauten.

Weiter erwähnen möchte ich stellvertretend für die Mechanische Werkstatt des Physikalischen Instituts die Herren Muhr und Heimpel.

Dankeschön sagen möchte ich aber auch all denen, die mitgeholfen haben, diese Arbeit zu vollenden.

